

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir le grade de
INGÉNIEUR-DOCTEUR

par

Charles ZAJDE

1^{re} THÈSE

Étude, réalisation et mise au point d'un détecteur multicanaux
(compteur en échelle), pour analyser les électrons de hautes énergies
(50 à 250 MeV)

2^e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 13 Décembre 1961 devant la Commission d'examen :

MM. Y. ROCARD

Président

J.-L. DELCROIX

P. LEHMANN

} *Examineurs*

MASSON & C^{ie}, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1963

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir le grade de
INGÉNIEUR-DOCTEUR

par

Charles ZAJDE

1^{re} THÈSE

Étude, réalisation et mise au point d'un détecteur multicanaux
(compteur en échelle), pour analyser les électrons de hautes énergies
(50 à 250 MeV)

2^e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 13 Décembre 1961 devant la Commission d'examen :

MM. Y. ROCARD

Président

J.-L. DELCROIX

P. LEHMANN

} *Examineurs*

MASSON & C^{ie}, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1963

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. ZAMANSKY.

PROFESSEURS

G. JULIA T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	PONCIN T	Mécanique générale.	EHRESMANN T	Topologie algébrique.
DE BROGLIE T	Théories physiques.	DUBREIL T	Arithmétique et théorie des nombres.	FRANÇON T	Physique (S.P.C.N.).
PRENANT T	Anatomie et histologie comparées.	QUELET T	Chimie organique.	GLANGEAUD T	Géographie physique et Géologie dynamique.
PÉRES T	Mécanique des fluides et applications.	CAGNIARD T	Géophysique appliquée.	GODEMENT T	Mathématiques (M.P.C.).
BOURGART T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CHAMPETIER T	Chimie macromolécul.	PISOT T	Techniques mathématiques de la physique.
PLANTEFOL T	Botanique.	CUVILLIER T	Micropaléontologie.	ROCH T	Géologie.
GRASSÉ T	Évolution des êtres organisés.	JUNG T	Pétrographie.	SCHATZMAN T	Astrophysique.
PRÉVOST T	Chimie organique.	TRILLAT T	Microscopie et diffraction électronique.	TERMIER T	Paléontologie stratigraphique.
BOULIGAND T	Analyse appliquée à la géométrie.	WIEMANN T	Chimie org. et structurale.	ZAMANSKY T	Mathématiques générales.
CHAUDRON T	Chimie appliquée.	JACQUINOT T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).	LENNUIER T	Physique (M.G.P.).
WYART T	Minéralogie et Cristallographie.	VASSY T	Physique de l'atmosphère.	RIZET T	Génétique (Orsay).
TEISSIER T	Zoologie.	DESTOUCHES T	Théories physiques.	ROUTHIER T	Géologie appliquée.
MANGENOT T	Biologie végétale (Orsay).	PRUVOST T	Géologie.	M ^{me} TONNELAT T	Physique théorique.
AUGER T	Physique quantique et Relativité.	AMIEL T	Chimie générale.	DIXMIER T	Mathématiques (M.P.C.).
MONNIER T	Physiologie générale.	HOCART T	Minéralogie et Cristallographie.	SOUCHAY T	Chimie générale.
PIVETEAU T	Paléontologie.	J.-P. MATHIEU T	Physique (Optique).	AIGRAIN T	Electrotechnique générale.
ROCARD T	Physique (E.N.S.).	COUTEAUX T	Biologie animale (P.C.B.).	BRUSSET T	Chimie systématique.
CARTAN T	Mathématiques (E.N.S.).	MAY T	Zoologie (Orsay).	M. LÉVY T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
LAFFITTE T	Chimie générale.	CHOQUET T	Théorie des fonct. et topologie.	M ^{me} CHAIX T	Chimie biologique.
FAVARD T	Géométrie supérieure.	FELDMANN T	Biologie végétale marine.	M ^{me} HUREL-PY T	Biologie végétale (P.C.B.).
COULOMB T	Physique du Globe.	GUINIER T	Physique des solides (Orsay).	PIAUX T	Chimie (M.P.C.).
M ^{me} COUSIN T	Biol. animale (S.P.C.N.).	JOST T	Physiologie comparée.	BRUN T	Mécan. théorique des fluides.
CHRÉTIEN T	Chimie minérale.	FORTEI T	Calcul des probabilités et physique mathématique.	LEDERER T	Chimie biologique.
DRACH T	Zoologie.	SCHWARTZ T	Calcul diff. et intégr.	M ^{me} DUBREIL T	Mathématiques (Agrég.).
KASTLER T	Physique (E.N.S.).	CHOUARD T	Physiologie végétale.	M ^{me} LELONG T	Mathématiques (E.N.S.).
EPHRUSSI T	Génétique.	MALAVARD T	Aviation (Techn. Aéronaut.).	BELLAIR T	Géologie (S.P.C.N.).
RIVIÈRE T	Géologie (S.P.C.N.) et sédim.	BRELOT T	Calcul différentiel et intégral.	COTTE T	Physique électricité.
GAUTHERET T	Biologie végétale (P.C.B.).	NORMANT T	Synthèse organique générale.	J.-E. DUBOIS T	Chimie organique.
R. LUCAS T	Recherches physiques.	BÉNARD T	Chimie minérale.	LAMOTTE T	Zoologie (E.N.S.).
A. THOMAS T	Biologie cellulaire.	BUYAT T	Botanique (E.N.S.).	A. MICHEL T	Chimie minérale (Orsay).
ARNULF T	Optique appliquée.	DUGUÉ T	Statistiques mathém.	OLMER T	Énergétique générale.
MORAND T	Physique Enseignement.	SOULAIRAC T	Psychophysiologie.	ROUAULT T	Electricité (Orsay).
SOLEILLET T	Physique (P.C.B.).	ULRICH T	Physiologie végétale.	GAUTHIER T	Mécanique appliquée.
FORTIER T	Mécanique expérim. des fluides.	MARÉCHAL T	Optique théorique et appliquée.	BARCHWITZ T	Chimie physique.
DANJON T	Astronomie.	KIRRMANN T	Théories chimiques.	BRUSSEL T	Physique atomique.
PETIT T	Biologie maritime.	CHADEFAUD T	Botanique.	BUSER T	Physiologie comparée.
QUENEY T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	M ^{me} LE BRETON T	Physiologie de la nutrition.	CAMUS T	Physiologie végétale (B.M.P.V.).
GALLIEN T	Embryologie.	SALEM T	Mathématiques générales.	CASTAING T	Physique (Orsay).
EICHORN T	Botanique.	LELONG T	Application de l'analyse à la géométrie.	CURIEN T	Minéralogie et Cristallographie.
DE CUGNAC T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	DEVILLERS T	Anatomie et Histologie comparées.	MOYSE T	Physiologie végétale (Orsay).
M ^{me} CAUCHOIS T	Chimie physique.			PANNETIER T	Chimie générale (Orsay).
THELLIER T	Physique du Globe.			POSSOMPES T	Zoologie.
L'HÉRITIER T	Biologie générale (Orsay).			PULLMAN T	Chimie théorique.
GRIVET T	Radioélectricité (Orsay).			TEILLAC T	Physique nucléaire et Radioactivité.
				TONNELAT T	Biologie physico-chim.
				VILLE T	Économétrie.
				WILLEMART T	Chimie (P.C.B.).
				DODE T	Chimie (Orsay).

PROFESSEURS (suite)

FREYMANN	T	Recherches physiques.	MONOD	T	Chimie du métabolisme.	BOURREAU	Botanique.
GUINOCHE	T	Biol. végét. (S.P.C.N.) (Orsay).	BENOIT	T	Physiol. anim. (Orsay).	D. CURIE	Physique (M.G.P.).
ROLLET	T	Chimie (P.C.B.).	DE POSSEL	T	Analyse numérique.	DURAND-DELGA ...	Géologie.
M ^{lle} JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).	CHARLOT	T	Chimie analytique.	FRÉON	T Chimie organique (Orsay)
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.	HAÏSSINSKY	T	Radiochimie.	HELLER	T Physiologie végétale.
ARNOULT	T	Electronique (Orsay).	LEMÉE	T	Physiol. vég. (B.M.P.V.) (Orsay).	TORTRAT	T Calcul des probabilités.
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).	GUÉRIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).	CAILLEUX	Géologie (S.P.C.N.).
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).	M. CHATELET	T	Chimie (P.C.B.).	MAGNAN	T Physique (S.P.C.N.).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).	JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).	DAUBEL	T Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.	MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).	M ^{lle} FOURCROY ...	Biol. végétale (S.P.C.N.).
G. LUCAS	T	Géologie.	L. MICHEL		Physique théor. des hautes énergies (Orsay).	BARRAUD	Physiologie cellulaire.
ALLARD	T	Chimie physique.	RUMPF		Chimie (P.C.B.).	NOIROT	Évolution des êtres organisés.
BERTHELOT	T	Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay).	BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).	M ^{lle} FOURES- BRUHAT	T Mécan. analytique et Mécan. céleste.
BRICARD	T	Météorologie et physique de l'atmosphère.	BERTEIN	T	Electronique (Orsay).	M ^{lle} VEIL	Physiologie générale.
M ^{lle} ALBE-FESSARD.	T	Psychophysiologie.	BOUSSIÈRES		Chimie des radioéléments (Orsay).	SIESTRUNCK	T Microbiologie.
FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).	M ^{lle} COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique.	T	Mécanique physique et expérimentale.
M. JULIA		Études des mol. naturelles complexes.	EILLENBERGER	T	Géologie appliquée sur le terr.	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires.
LENDER	T	Biol. animale (S.P.C.N.) (Orsay).	FRANC		Biol. animale (P.C.B.).	BROCHARD	T Physique P.C.B. (Orsay).
MAGAT		Physicochimie des radioéléments.	SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).	CABANNES	T Mécanique générale.
M ^{lle} QUINTIN	T	Electrochimie.	STOLEOWSKI		Biologie animale (P.C.B.).	LESIEUR	T Mathématiques M.P.C. (Orsay).
			ACHER		Biologie animale (S.P.C.N.).	MAZET	T Mécanique générale (Orsay).
			BAUDOUIN		Chimie biol. (Orsay).		
			BEAUMONT		Physiologie générale.		
			BLAMONT	T	Géophysique ionosphère.		

Secrétaire Général R. POULLAIN

Je remercie M. le Professeur Y. Rocard, qui a mis à ma disposition les ressources du Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

J'adresse l'expression de ma gratitude à M. le Professeur H. Halban qui a bien voulu m'accueillir dans les Laboratoires de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay et qui m'a fait bénéficier de ses conseils et des moyens matériels qu'il a réunis au Laboratoire.

J'exprime particulièrement ma reconnaissance à M. G. Alon qui a dirigé et suivi de très près ce travail.

J'adresse mes remerciements à MM. G. Bishop, B. Milman, V. Round pour l'aide apportée à la réalisation de ce compteur en échelle.

Je remercie M. R. Rausch qui a participé à la réalisation de cet appareil et qui m'a apporté une aide très efficace.

Je remercie enfin toutes les personnes du Laboratoire qui ont aidé à la réalisation et à la mise au point de l'appareil.

ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE. LABORATOIRE DE L'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE

(Professeur A. BLANC-LAPIERRE)

Faculté des Sciences, B. P. n° 5, Orsay (Seine-et-Oise)

ÉTUDE, RÉALISATION ET MISE AU POINT D'UN DÉTECTEUR MULTICANAUX (COMPTEUR EN ÉCHELLE)

POUR ANALYSER DES ÉLECTRONS DE HAUTES ÉNERGIES
(50 A 250 MeV)

Par

CHARLES ZAJDE

INTRODUCTION

1 But de la construction du compteur en échelle

Au cours des expériences faites à l'aide de l'accélérateur linéaire à électrons d'Orsay, les expérimentateurs ont entrepris l'étude de la diffusion élastique et inélastique des électrons. Ceci dans le but de déterminer les facteurs de forme de certains éléments (1) ce qui permet d'en déduire la distribution de la charge électrique dans les noyaux. En outre, l'exploration de certaines régions inélastiques du spectre a permis de confirmer ou de déterminer la parité et la multipolarité de certains niveaux inélastiques. Jusqu'à présent, le dispositif expérimental était le suivant : le faisceau incident d'énergie connue (de 50 à 250 MeV) et de faibles dimensions géométriques (1 cm au maximum) frappe une cible qui diffuse des électrons. Ceux-ci pénètrent dans un spectromètre magnétique à 180°, à double focalisation qui les analyse en quantité de mouvement. On détectait ces

électrons par un seul compteur Cérenkov et ils étaient comptés par une électronique appropriée. La mesure du spectre d'électrons consiste alors dans l'enregistrement du taux de comptage en fonction du champ magnétique du spectromètre (2). Un moniteur à électrons secondaires qui fournit un courant à un intégrateur permet de connaître le nombre d'électrons incidents, donc de normaliser les points ainsi obtenus.

Les variations des conditions expérimentales : fluctuations de l'énergie du faisceau, de la forme de la tache, du champ magnétique du spectromètre, le prix de revient élevé de l'heure d'utilisation justifient l'emploi des systèmes multicanaux, pour l'enregistrement et l'analyse simultanée de phénomènes de hautes énergies. Le taux de comptage de chaque détecteur étant limité en général par la fréquence de récurrence de l'accélérateur (50 Hz) et par la durée des impulsions de courant (1 μ s), ce système aura l'avantage de permettre des comptages plus rapides.

L'emploi d'un compteur multicanaux permet de réduire le temps d'enregistrement d'un nombre d'événements donnés d'un facteur égal au nombre de canaux. Il est vrai que si nous disposions d'une échelle 100 MHz nous pourrions accroître la cadence du taux de comptage par seconde, mais cela est également valable pour le compteur multicanaux.

2 Principe du compteur en échelle

2-1 Disposition géométrique des compteurs (voir photos). — Nous avons donc étudié et réalisé un compteur en échelle de 11 canaux. Chaque canal comporte un détecteur formé d'un scintillateur plastique couplé à un photomultiplicateur 52 AVP à l'aide d'un guide de lumière. Le nombre des détecteurs avec ce spectromètre est limité à 11, en raison de la position et des dimensions des compteurs qui correspondent à une définition de 0,2 p. 100 en énergie et de l'encombrement du blindage nécessaire. Les 11 scintillateurs sont placés le long du plan focal du spectromètre, incliné à 22° avec l'horizontale. Ainsi pour chaque valeur du champ magnétique du spectromètre on obtient à la fois des valeurs correspondant à 11 points sur le spectre des électrons diffusés. La situation se complique par le fait que non seulement les électrons à analyser produisent des impulsions, mais les scintillateurs sont également sensibles au bruit de fond très intense de la salle d'expériences. Pour éliminer ce bruit de fond nous avons placé derrière les scintillateurs un compteur Cérenkov en coïncidence avec chacun des canaux, le compteur Cérenkov n'étant sensible qu'aux électrons relativistes (3).

2-2 Électronique utilisée. — L'ensemble du système d'analyse est constitué par une électronique rapide dont la haute résolution dans le temps permet de séparer les événements réels des radiations parasites. La figure 1 représente le schéma synoptique de l'ensemble des circuits d'électronique du compteur en échelle.

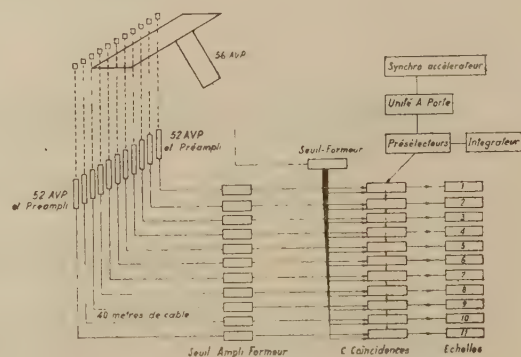


FIG. 1. — Circuits de coïncidences du compteur en échelle.

Les circuits de coïncidence entre le compteur Cérenkov (56 AVP) et les scintillateurs (52 AVP) sont des circuits à diode dont la résolution prompte est de 2 ns et dont la résolution dans ce circuit est de 10 ns en raison du temps de montée du photomultiplicateur 52 AVP.

Un présélecteur permet d'arrêter le comptage après une certaine charge de courant intégrée.

Partie physique

Les électrons analysés en quantité de mouvement par le spectromètre magnétique doivent être détectés et enregistrés.

1 Détection

1-1 Scintillateurs. — **1-1-1 Description.** — Disposés le long du plan focal les 11 scintillateurs présentent une hauteur totale de $(11 \times 0,5) = 5,5$ cm. Ce sont des scintillateurs plastiques SPF de radiotechnique sensibles aux particules ionisantes. Ce scintillateur est un styrène monomère polymérisé en présence de terphényl et de tétraphényl butadiène. Les caractéristiques de ce scintillateur sont les suivantes :

- longueur d'onde maximale émise : 4 400 Å ;
- constante de temps de la fluorescence : $4 \cdot 10^{-9}$ s ;

- densité : 1,035 ;
- l'indice de réfraction : 1,54.

Il sera aisé avec $n = 1,54$ de conduire la lumière émise par réflexion totale dans le scintillateur et dans le guide de lumière (indice du guide 1,5).

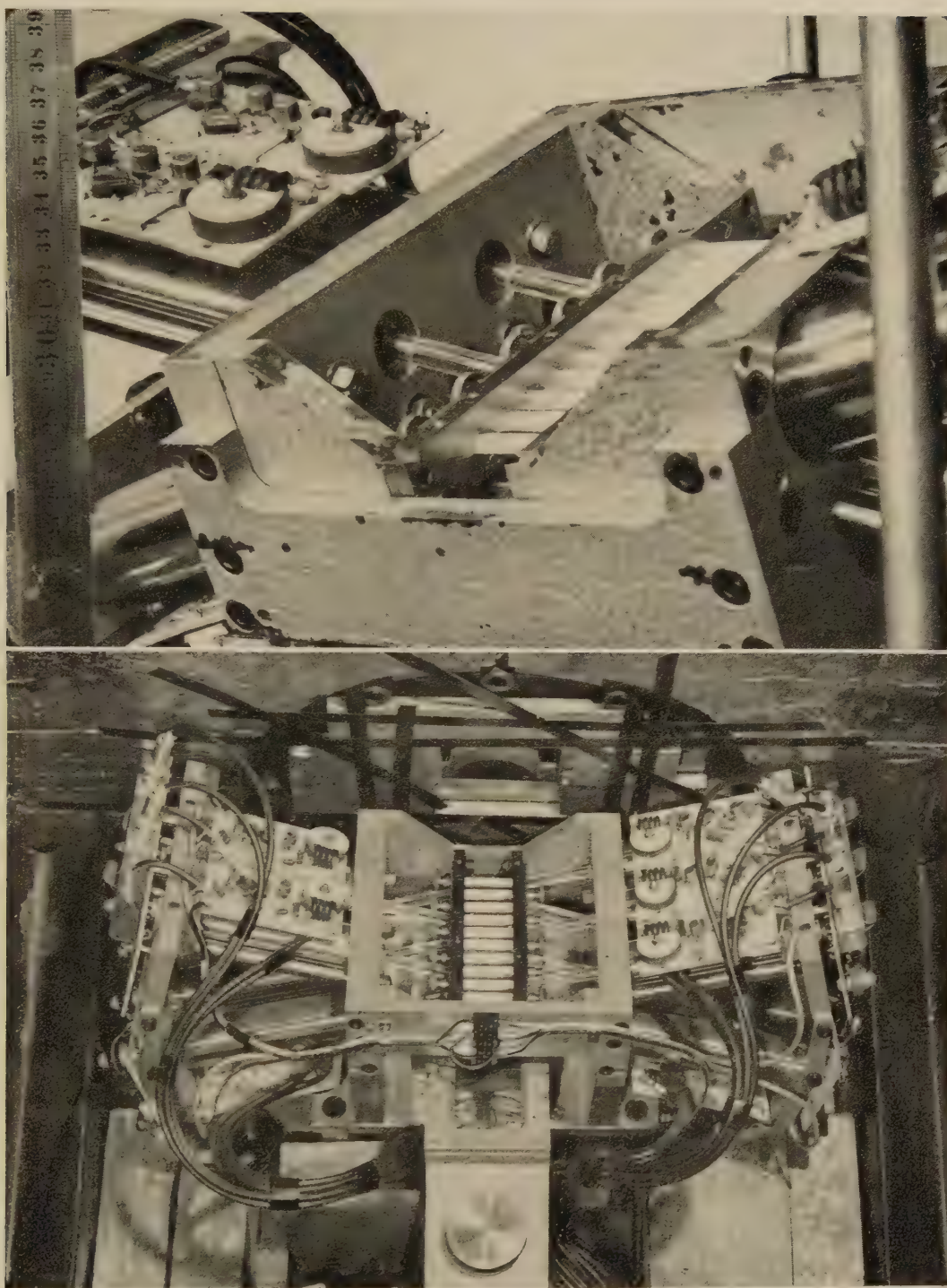
1-1-2 Calcul de l'énergie perdue par un électron dans le scintillateur (4). — D'après la formule de Landau :

$$E_{\text{prob}} = \frac{2\pi n e^4 t}{m V^3} \left[\log \frac{2m V^2}{I^2} \times \frac{\frac{2\pi n e^4 t}{m V^2}}{1 - \beta^2} - \beta^2 + 37 - 8 \right]$$

avec :

- n : nombre d'électrons par centimètre cube ;
- t : épaisseur du scintillateur (trajet de l'électron) en centimètres ;

PLANCHE I



En haut : Disposition des scintillateurs.
En bas : Mise en place du compteur en échelle.

m : masse de l'électron ;

v : vitesse ;

δ : correction de l'effet de densité ;

$$\beta = \frac{v}{c}$$

$$\delta = \text{Log} \left[\frac{(1 - \beta^2) + \beta^2 \cdot \frac{\hbar^2 4\pi n e^2}{m I^2}}{1 - \beta^2} \right]$$

Cette correction est très similaire à celle de Halpern et Hall. T. Aggson a montré (4) que celle-ci se simplifie beaucoup dans le cas où tous les électrons ont une énergie supérieure à E_0 MeV :

avec :

$$E_0 = \frac{1}{4,17} \sqrt{\frac{ZA}{\rho}} \text{ MeV} \quad \begin{array}{l} \rho : \text{densité g/cm}^3 \\ Z : \text{nombre atomique} \\ A : \text{masse atomique} \end{array}$$

or, dans ce cas :

$$(\text{CH})_n \quad E_0 \sim \frac{1}{4,17} \sqrt{\frac{13 \times 7}{1}} \sim 2 \text{ MeV}$$

donc à 150 MeV on peut utiliser la formule de T. Aggson :

$$E_{\text{prob}} = \frac{2\pi n e^4 t}{mc^2} \left(\text{Log} \frac{\pi e^2 t}{(\hbar)^2} - 0,63 \right)$$

et l'on obtient :

$$E_{\text{prob}} = 0,154 \cdot \rho \cdot \frac{Z}{A} t (19,42 + \text{Log } t).$$

On voit sur cette formule que l'énergie la plus probable perdue dans le scintillateur est à peu près proportionnelle au trajet de l'électron dans celui-ci. En choisissant une section rectangulaire on obtiendra une résolution optimale.

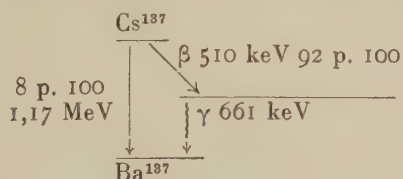
Dans ce scintillateur complexe de formule $(\text{CH})_n$ si on prend la valeur $\frac{7}{13}$ pour $\frac{Z}{A}$, $\rho = 1$ et $t = 0,5$ cm :

$$E_{\text{prob}} = 780 \text{ keV}$$

soit sensiblement la même énergie que celle donnée par les électrons de conversions internes du Cs^{137} (661 keV).

1-1-3 Etalonnage. — Pour étalonner en énergie les différents canaux nous avons utilisé deux sources étalons :

a) Le Cs^{137} fournit des électrons de conversion d'énergie 661 keV- E_K (E_K énergie de liaison de la couche K) :



$$E_{\text{pic}} = 661 \text{ keV} - E_K$$

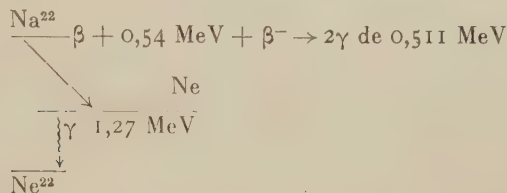
or :

$$E_K = 37 \text{ keV}^{(1)}$$

donc :

$$E_{\text{pic}} = 624 \text{ keV}.$$

b) Le Na^{22} émet des positrons qui, par annihilation, produisent 2γ de 511 keV. En outre la source émet un rayon γ de 1,27 MeV :



pour ces 2γ on observe avec le scintillateur plastique, deux spectres Compton, avec une énergie maximale respective déterminée, par la formule de Compton :

$$\Delta E = \frac{E^2}{mc^2} \times \frac{1 - \cos \theta}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2} \times (1 - \cos \theta)}$$

avec :

$$\theta = 180^\circ \quad \text{et} \quad E = E_\gamma$$

$$E_c = \frac{E_\gamma^2}{mc^2} \times \frac{2}{1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2}}$$

soit :

$$E_c = \frac{E_\gamma^2}{511 \left(\frac{1}{2} + \frac{E_\gamma}{511} \right)}$$

donc pour $E_\gamma = 511 \text{ keV}$:

$$E_c = \frac{E_\gamma}{3/2} \sim 340 \text{ keV}$$

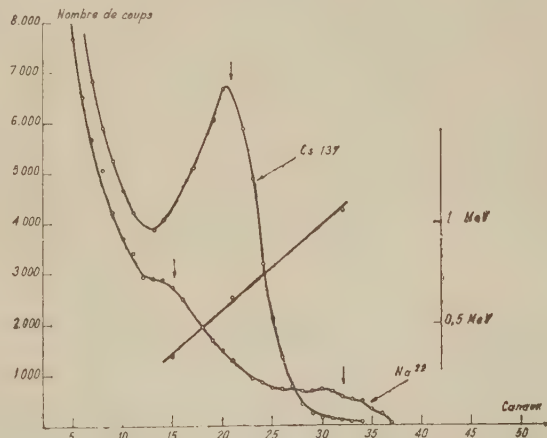


FIG. 2. — Etalonnage de l'analyseur en énergie.

(1) Halliday, p. 103.

et pour $E_\gamma = 1,27$ MeV :

$$E_e = \frac{1,64}{1,533} = 1,07 \text{ MeV.}$$

Ce qui nous permet d'étalonner notre analyseur à 100 canaux en énergie (fig. 2).

1-1-4 Vérification expérimentale. — En relevant à l'analyseur 100 canaux le spectre des électrons analysé par le spectromètre, nous constatons, en effet, que l'énergie la plus probable correspond à 780 keV environ (fig. 3). Ce qui vérifie bien les calculs.

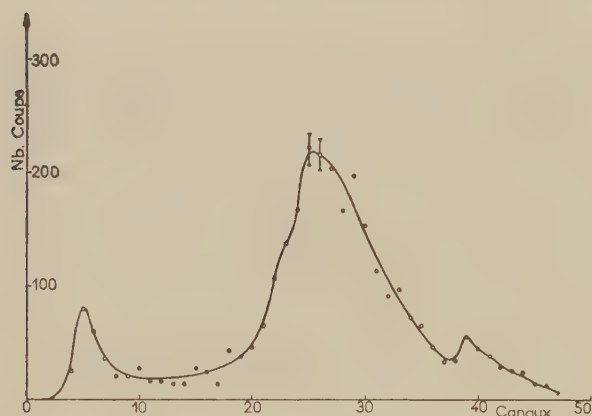


FIG. 3. — Spectre électrons provenant du scintillateur près du pic élastique.

Le 2^e pic (vers le canal 39) de la figure 3 que l'on observe sur la courbe du spectre des électrons correspond au phénomène d'empilement de l'arrivée simultanée de 2 électrons en raison d'un haut taux de comptage pour cette expérience.

Mais ce qui est important c'est de constater qu'il est très facile de placer un seuil pour éliminer le bruit de



FIG. 4. — Spectre du bruit du scintillateur avec champ maxi. dans le spectro.

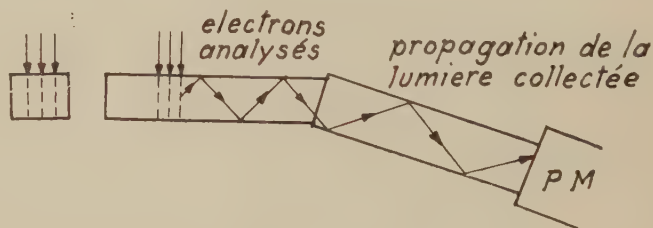
fond (fig. 3 et 4). C'est ce que nous avons fait à l'entrée de chaque circuit « scintillateur » avant les coïncidences (un seuil correspondant au canal 12).

Le spectre du bruit de fond est obtenu en mettant le champ du spectromètre à une valeur suffisamment grande pour être sûr qu'aucun électron diffusé ne puisse sortir par la fenêtre du spectromètre.

1-1-5 Rendement lumineux. — Pour augmenter la résolution et la collection de lumière dans les scintillateurs nous les avons entourés de papier aluminisé de 12 μ d'épaisseur.

a) Description de la forme des scintillateurs et des guides de lumière.

Nous avons été amené à choisir des scintillateurs de section rectangulaire pour avoir une résolution optimale (voir § 1-1-2).



La lumière produite, pour qu'elle soit collectée doit se propager dans une direction orthogonale à la trajectoire des électrons pour suivre le guide de lumière et atteindre la photocathode des photomultiplicateurs.

Le contact scintillateur-guide de lumière se fait par une colle spéciale Eastman 910, qui réalise un très bon contact optique : les pertes étant de l'ordre de 10 à 20 p. 100.

Le guide de lumière en plexiglas est rond et parfait-

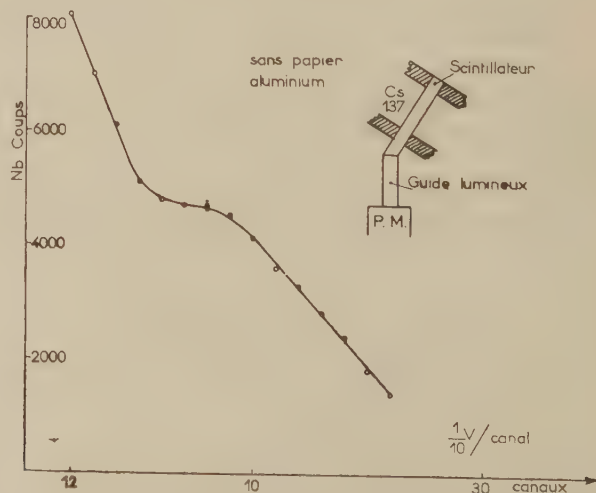


FIG. 5. — Spectre du ^{137}Cs avec scintillateur plastique.

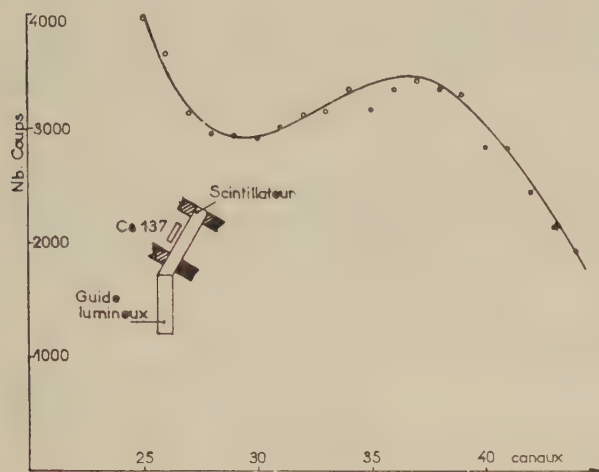


FIG. 6. — Spectre du ^{137}Cs avec scintillateur entouré de papier aluminium épaisseur $12\ \mu$.

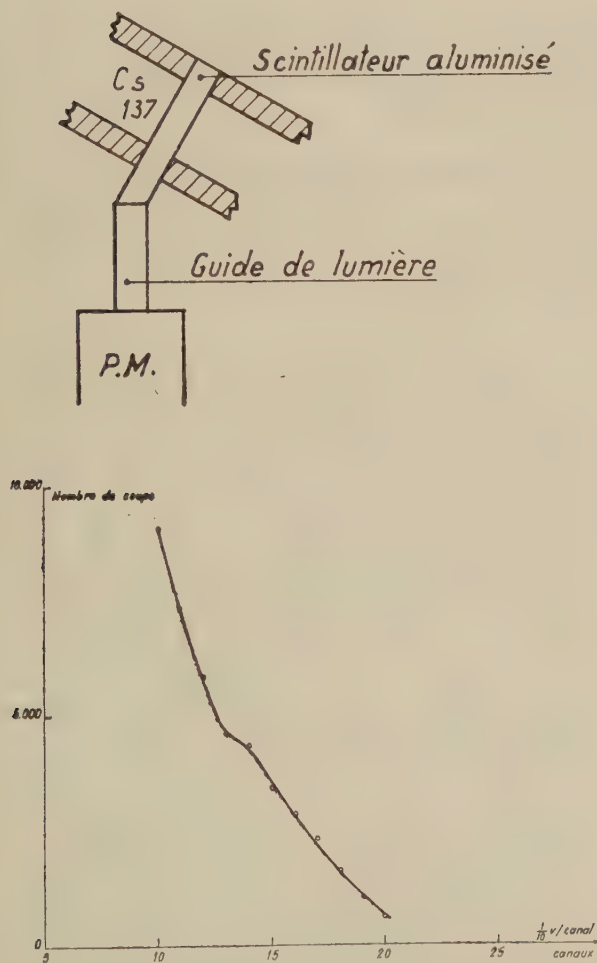


FIG. 7. — Spectre du ^{137}Cs avec scintillateur aluminisé.

tement poli, la lumière se propage dans ce guide par réflexion totale.

Enfin, le contact optique guide de lumière photomultiplicateur est assuré par de la graisse silicone.

b) Nous avons étudié la résolution de la détection par ce scintillateur en relevant le spectre des électrons du ^{137}Cs (fig. 5) de 661 keV. Nous avons constaté :

1° une augmentation notable de la résolution en énergie en entourant le scintillateur d'un papier d'aluminium de $12\ \mu$ d'épaisseur (fig. 6) ;

2° par contre une perte totale de résolution si on aluminise directement le scintillateur (en évaporant par exemple sous vide de l'aluminium) (fig. 7).

Ces résultats s'expliquent si on admet que la lumière émise se propage en partie par réflexion totale dans le scintillateur et dans le guide de lumière.

Dans le scintillateur de section rectangulaire une grosse partie de la lumière est perdue, car la lumière émise est isotrope et seule la fraction de lumière émise en direction du guide est utilisée.



L'expérience prouve donc, que l'on augmente beaucoup la collection de lumière en entourant le scintillateur d'un réflecteur métallique à condition de laisser entre le réflecteur et le scintillateur une mince pellicule d'air.

Dans le cas contraire si on aluminise le scintillateur, on détruit la réflexion totale pour la lumière qui se propage déjà dans la bonne direction. En effet, si on admet un coefficient d'affaiblissement de réflexion métallique de 0,8, après 7 réflexions l'intensité transmise a été diminuée par 5. Il en est de même pour la lumière collectée et ceci correspond à une perte de résolution.

1-2 Compteur Cérenkov. — La nécessité d'utiliser un compteur Cérenkov peu sensible aux radiations parasites produites par l'accélérateur, pour détecter en coïncidence les électrons ayant traversé les scintillateurs, a été justifiée dans l'introduction. La courbe de retard montre que la résolution de la détection est de l'ordre de 10 ns (fig. 8).

1-2-1 Considérations théoriques. — L'effet Cérenkov est bien connu (6). Le rayonnement est produit lorsqu'une particule traverse un milieu avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu. La lumière Cérenkov fait un angle θ avec la trajectoire de la particule primaire telle que :

$$\theta = \arccos \frac{1}{\beta n}$$

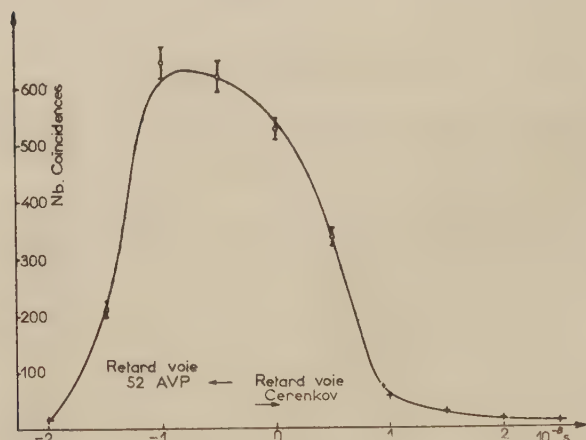


FIG. 8. — Courbe de retard.
Cérenkov n° 1 + canal n° 4
↓
seuil 3
seuil 0,5

avec n indice du milieu :

$$\beta = \frac{V}{c}.$$

Nous avons choisi un compteur Cérenkov à liquide. Ce dernier est du fluochemical FC 75 ($C_8F_{16}O$) fabriqué par Minnesota de France dont l'indice est 1,277.

Or, les électrons sont très rapidement relativistes et β est voisin de 1 pour des énergies supérieures à 1 MeV. Donc θ vaut 38° , par ailleurs :

$$I = \frac{2\pi\Delta\nu}{137C} \cdot \sin^2 \theta,$$

où I est le nombre de photons émis par unité de longueur dans une bande de fréquence $\Delta\nu$.

On suppose que n est une constante dans la bande $\Delta\nu$ mais en toute rigueur n est une fonction de la fréquence ν .

$$\begin{aligned} \text{Si : } \Delta\nu &= 3 \cdot 10^{14} \text{ Hz} & n &= 1,27 \\ I &= 450 \sin^2 \theta \\ \text{soit : } I &= 200 \text{ ph.électrons/cm} \end{aligned}$$

Le rendement d'une photocathode de 56 AVP est de 0,06 ph.électron/cm.

Donc : $I_0 = 12$ ph.électrons/cm de matière traversée. En prenant en moyenne 7,5 cm de liquide traversé, nous obtenons :

$$I \sim 100 \text{ ph.électrons collecté}$$

La charge obtenue sur l'anode du photomultiplicateur peut être déterminée par la relation :

$$Q = F \cdot I \cdot G_e.$$

Pour le 56 AVP, le gain G est de l'ordre de 10^8 :

$$\begin{aligned} e &= 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \\ I &= 100 \text{ ph.électrons} \\ \Gamma &\sim 0,1. \end{aligned}$$

On peut estimer Q de l'ordre de $1,6 \cdot 10^{-10}$ C. Ce qui nous donne une tension maximale :

$$V_{\max} \simeq \frac{Q}{C_A}$$

C_A de 20 à 30 pF ; C_A capacité d'anode ;

$$V_{\max} \sim 6 \text{ V.}$$

Ce que l'on vérifie encore par la relation :

$$I \simeq \frac{Q}{t} \quad \text{or} \quad T \simeq 2 \cdot 10^{-9} \text{ s}$$

impulsion

soit :

$$I = 80 \text{ mA} \quad \text{et avec} \quad R = 50 \Omega$$

charge

$$V_{\max} \simeq 4 \text{ V.}$$

Expérimentalement on obtient des impulsions de l'ordre de 5 V (avant l'affaiblissement dû à 50 m de câbles coaxiaux) avec une haute tension appliquée de 2 400 V sur le tube 56 AVP.

1-2-2 Description du compteur Cérenkov utilisé. — Nous avons le choix pour réaliser le compteur Cérenkov, de lui donner soit la forme inclinée que nous avons finalement adoptée (fig. a) et (fig. 9) soit une forme cylindrique (fig. b).

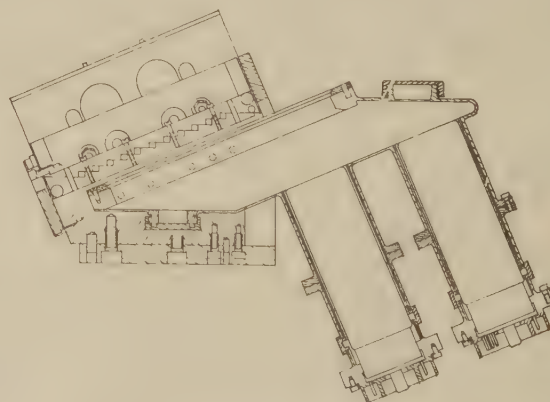


FIG. 9. — Coupe du compteur échelle.

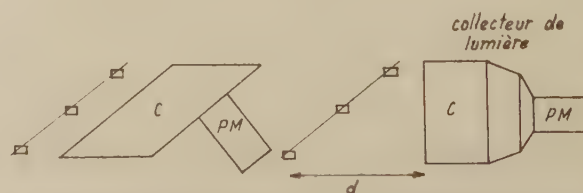


FIG. a.

FIG. b.

Pour 11 canaux la distance d reste faible et le calcul de la diffusion multiple nous montre que cette influence reste négligeable sur les dimensions du compteur Cérenkov ⁽¹⁾.

En fait, pour un compteur à 50 canaux, ce n'est plus vrai et la solution (a) est préférable. Ce compteur étant un prototype nous avons voulu connaître la réponse d'un tel compteur Cérenkov avec 11 canaux.

La collection de lumière n'étant pas la même pour

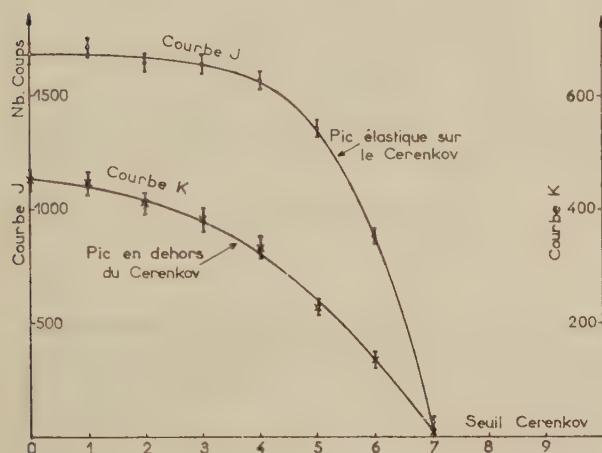


FIG. 10. — « Plateau Cérenkov » n° 1.

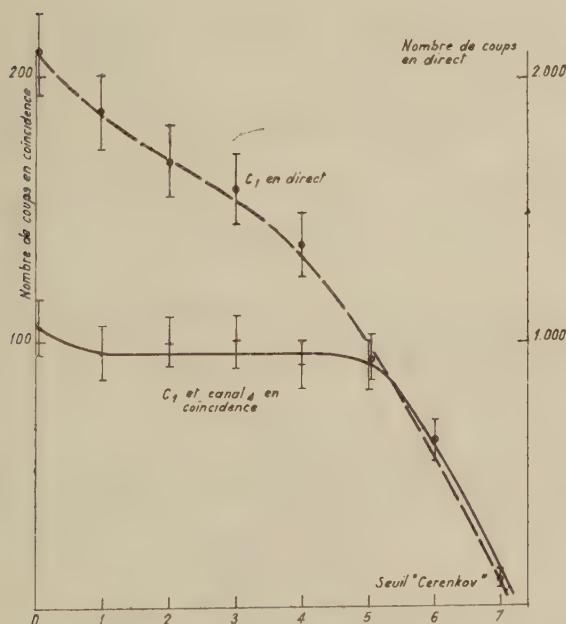


FIG. 10 bis. — « Plateau Cérenkov ».

Pic élastique de l'Al en dehors du compteur « Cérenkov ».

tous les électrons pénétrant dans le compteur Cérenkov, les signaux qui en sortent ne sont pas d'amplitude standard et l'on a dans le cas où les électrons détectés sont distribués uniformément sur la surface du compteur Cérenkov, un spectre de la forme de la courbe K de la figure 10.

Par contre, dans le cas où le pic élastique tombe sur le compteur Cérenkov, tout se passe comme si la source d'électrons était ponctuelle et alors les impulsions semblent plus uniformes c'est ce que montre la courbe J de la figure 10.

Mais au point de vue de l'électronique cette différence n'est pas un inconvénient majeur et de toute façon on peut y remédier :

En effet, si l'on trace la courbe du spectre des impulsions du compteur Cérenkov, en coïncidence avec un canal on obtient la courbe de la figure 10 bis qui présente une portion plate.

En effet, en le mettant en coïncidence on choisit parmi tous les électrons du compteur Cérenkov ceux correspondant à une étroite bande définie par le scintillateur.

— Il suffira donc d'amplifier les signaux issus du compteur Cérenkov afin d'obtenir des impulsions standard pour attaquer les circuits de coïncidences.

2 Dispersion entre les canaux

Pour pouvoir exploiter les résultats enregistrés c'est-à-dire le nombre de coïncidences en fonction des canaux, il faut déterminer la relation qui existe entre la position d'un canal sur le plan focal et l'énergie de l'électron incident correspondant, afin d'obtenir le nombre de coups en fonction de l'énergie.

2-1 Coefficient de dispersion. — Soit une fente de largeur F à la sortie du spectromètre magnétique, elle admet dans le cas d'une optique parfaite des particules d'énergie comprise entre $E - \frac{\Delta E}{2}$ et $E + \frac{\Delta E}{2}$.

Le rapport $\frac{\Delta E}{E} \frac{1}{F}$ est pratiquement indépendant de E ; nous l'appellerons coefficient de dispersion du spectromètre Δ .

Autrement dit, Δ est le coefficient de dispersion de l'énergie pour une fente de 1 cm. La dernière valeur donnée par M. Armand est de 0,429 p. 100 (7).

2-2 Dispersion entre les canaux. — La hauteur de 0,5 cm des scintillateurs correspond à une fente de 0,5 cm et l'écart entre les centres de deux scintillateurs successifs est aussi de 0,5 cm.

Nous appellerons δ le coefficient de dispersion entre

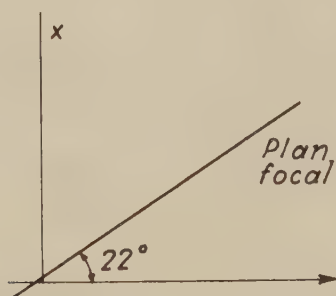
(1) Pour 11 canaux avec un plan focal à 22°, c'est le système (fig. b) qu'il serait préférable d'utiliser.

deux canaux. D'après le paragraphe précédent, ce coefficient est constant et vaut :

$$\delta = \frac{\Delta}{2}.$$

2-3 Détermination expérimentale de la dispersion δ . — Le long du plan focal d'après la définition de la dispersion il existe la relation :

$$\delta dx = \frac{\Delta E}{E}.$$



Si on intègre le long du plan focal, il vient :

$$E_x = C^{\text{te}} \exp \delta x.$$

Si on désigne par n le numéro du canal (1 à 11), en admettant que l'énergie calculée pour une certaine valeur dans le spectromètre corresponde à celle du canal central n° 6, l'intégrale s'écrit, compte tenu des conditions aux limites :

$$E_n = E_6 e^{\delta(n-6)}.$$

Cette relation nous permet donc de calculer l'énergie d'un canal quelconque en connaissant l'énergie du canal 6 et δ , donc de déterminer les courbes :

$$N \text{ coups} = f(E).$$

Pour déterminer δ expérimentalement calculons $E_{11} - E_1$:

$$E_{11} - E_1 = E_6 (e^{5\delta} - e^{-5\delta})$$

soit :

$$E_{11} - E_1 = 10\delta \left(1 + \frac{25\delta^2}{6} + \dots \right)$$

or δ est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$ et $\frac{25\delta^2}{6} = \frac{10^{-4}}{6}$.

On peut donc négliger en première approximation les termes d'ordre supérieur et écrire :

$$\delta = \frac{E_{11} - E_1}{10E_6}.$$

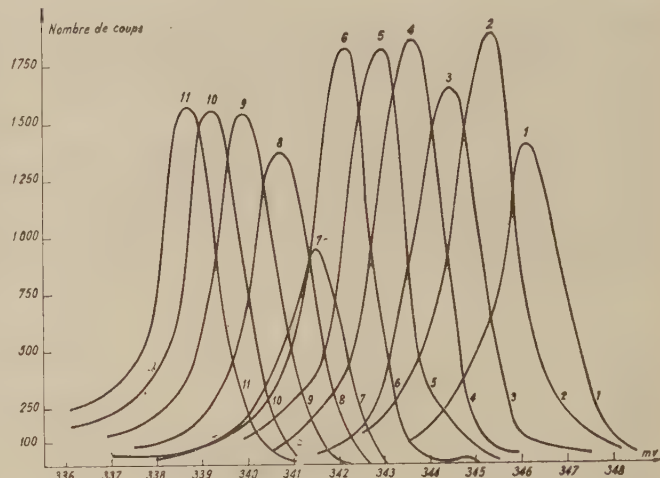


FIG. 11. — Pic élastique de l' Al^{27} relevé avec les 11 canaux : $E = 150 \text{ MeV}$ $\theta = 65^\circ$ cible = O , 6mm.

Relevons (fig. 11) le pic élastique d'un élément avec les 11 canaux en faisant varier le champ magnétique du spectromètre. L'énergie du pic élastique étant constante, la différence d'abscisse des pics des canaux 1 à 11 correspond à l'écart en champ, pour ces mêmes canaux. Or, le champ étant lié à l'énergie par une relation linéaire :

$$H\rho = kE$$

et par ailleurs la courbe d'étalonnage du spectromètre étant linéaire jusqu'à 140 MeV environ (310 mV), on a pratiquement :

$$E_{\text{MeV}} = 0,433 V_{\text{shunt mV}} + 1,054$$

et par suite :

$$\delta = \frac{V_1 - V_{11}}{10V_6}.$$

La figure 12 montre que la détermination faite pour δ est acceptable.

Nous avons déterminé δ :

$$\delta = 0,212 \text{ p. } 100 \pm 0,004$$

étant une moyenne de 3 expériences différentes qui ont donné :

$$\begin{aligned} \delta &= 0,210 \pm 0,006 \\ \delta &= 0,210 \pm 0,006 \\ \delta &= 0,216 \pm 0,006. \end{aligned}$$

Nous retrouverons une valeur de Δ voisine de celle donnée par M. Armand, en effet :

$$\Delta = 0,424 \pm 0,008.$$

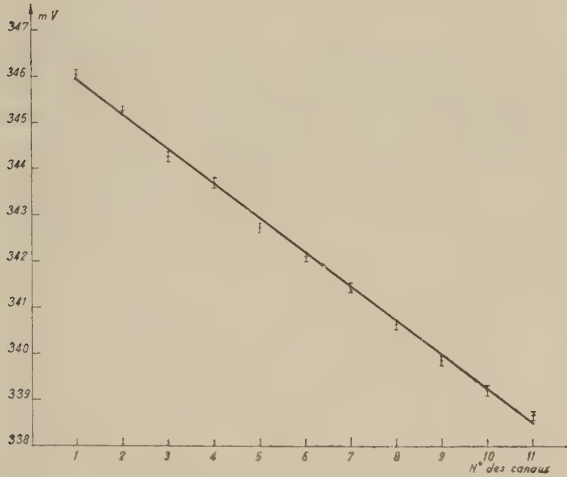


FIG. 12. — Linéarité des canaux.

Pour éviter ces calculs fastidieux nous avons préparé un programme pour calculatrice IBM 650 qui donne directement $N = f(E)$ et qui tient compte d'ailleurs de toutes sortes de corrections notamment des coefficients d'efficacité.

3 Phénomènes perturbateurs

Les phénomènes perturbateurs qui peuvent se produire sont détaillés dans les paragraphes suivants :

3-1 Diffusion simple. — Un « bon » électron traversant le scintillateur est dévié et ne pénètre pas dans le compteur Cérenkov. De ce fait l'électronique ne le compte pas.

3-2 Diffusion multiple. — Un électron traverse un scintillateur, il est faiblement dévié et traverse un second scintillateur avant de pénétrer dans le compteur Cérenkov, cet électron sera compté deux fois.

3-3 Rétrodiffusion. — Un électron traverse un scintillateur, puis entre dans le compteur Cérenkov, mais il est diffusé par le liquide et retransverse un scintillateur, il est également compté deux fois.

3-4 Angles solides. — Compte tenu que les trajectoires des électrons dans le spectromètre sont différentes pour les énergies correspondantes aux 11 canaux, l'angle solide que voit chaque scintillateur est différent. Donc le nombre de coups enregistré est différent.

3-1 Diffusion simple d'un scintillateur. — La section efficace de diffusion en fonction de l'angle peut s'exprimer par la relation de Mott (8) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z^2 \frac{(e^2)^2}{(2E)^2} \cdot \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} \cdot [F(q)]^2$$

pour q faible $F(q) = 1 - \frac{a^2 q^2}{b}$

avec :

$$\begin{cases} a = 2,4 \text{ cm pour le carbone;} \\ b = 6; \end{cases}$$

$F(q)$ facteur de forme.

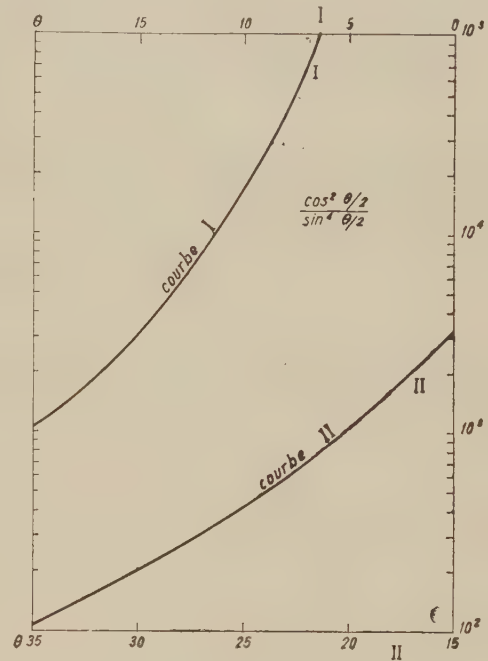
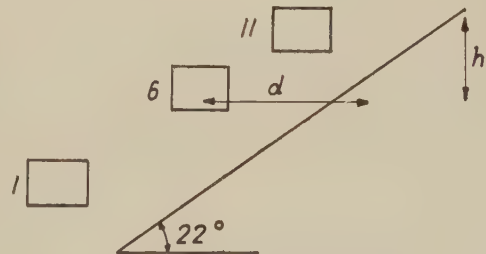


FIG. 13.

La dépendance en angle $\frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2}$ est donnée par le graphique (fig. 13).



La fenêtre d'entrée du compteur Cérenkov faisant un angle de 22° tout électron ayant traversé le scintillateur ne pénétrera pas dans le compteur Cérenkov, s'il est diffusé avec un angle supérieur ou égal à 22° . En fait, si on tient compte de la distance entre le scintillateur et le compteur Cérenkov, et de la hauteur h limite du

compteur Cérenkov, ce n'est pas 22° , mais suivant le scintillateur considéré, 11° pour le canal 6, 4° pour le canal 11.

D'autre part, pour des raisons technologiques dues à la présence d'un compteur Cérenkov liquide, nous avons été amené à recouvrir le compteur Cérenkov par une feuille d'aluminium de 1 mm d'épaisseur et d'une feuille de mylar de 0,1 mm d'épaisseur. Il est évident alors que la feuille d'aluminium provoque une diffusion supplémentaire qui peut atteindre 2° pour un électron ayant une inclinaison de 15° . Mais si on se limite à 11° pour le canal 6, cette perturbation est sans effet.

Si nous faisons le calcul de la section efficace différentielle pour un faisceau d'électrons de 150 MeV heurtant un scintillateur essentiellement composé de carbone avec un angle de diffusion de 11° , il vient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 10^{-18} [F(q)]^2.$$

Si l'on veut alors connaître la fraction du nombre des électrons qui, après avoir heurté un scintillateur, ne pénétrant pas dans le compteur Cérenkov, il suffit de calculer :

$$N' = N \cdot d\sigma \cdot N_s$$

soit :

$$\frac{N'}{N} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \Delta\Omega \times N_s$$

avec :

$$N_s = N \times \frac{0,5}{13} = \text{nombre d'atomes par unité}$$

de surface apparente (N = nombre d'Avogadro) puisque N atomes de $(\text{CH})_n$ pèsent 13 g et l'épaisseur du scintillateur de densité 1 de 0,5 cm, finalement :

$$\frac{(N')}{(N)_{11^\circ}} = 2 \cdot 10^{-3} \Delta\Omega [F(q)]^2.$$

Le facteur de forme dans ce transfert est voisin de 1, en effet :

$$q = \frac{2E}{c\hbar} \sin \theta/2$$

soit pour :

$$E = 150 \text{ MeV} \quad \theta = 15^\circ \quad c\hbar = 197,315 \text{ Fermi} \times \text{MeV}$$

d'où :

$$q = 0,2 \quad \text{or} \quad F(q) = 1 - \frac{5,5q^2}{6}$$

soit :

$$F(q) = 0,96.$$

Puisque $F(q)$ est voisin de 1 pour tous les transferts en question la différence de diffusion provient essentiellement de la dépendance d'angle $\frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2}$.

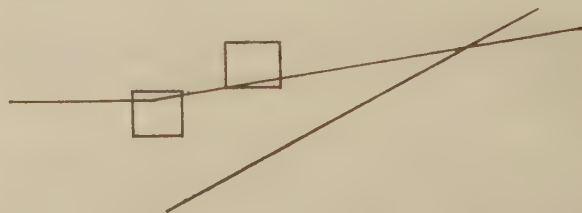
Détermination de l'angle solide $\Delta\Omega$. — Nous prenons pour $\Delta\Omega$ la portion d'angle solide comprise entre deux demi-cônes de demi-angle au sommet θ_1 et θ_2 , soit : $\Delta\Omega = \pi (\cos \theta_2 - \cos \theta_1)$.

Si nous voulons avoir une valeur approximative, il suffit d'intégrer $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour des valeurs de θ supérieures à 4° .

θ	$d\sigma/d\Omega$	$N'/N\Delta\Omega$	$\Delta\Omega/\pi$	N'/N
4°	$6 \cdot 10^{-24}$	$14 \cdot 10^{-2}$	0,0015	$7,5 \cdot 10^{-4}$
5°	$2,5 \cdot 10^{-24}$	$6 \cdot 10^{-2}$	0,0015	$3 \cdot 10^{-4}$
6°	$1,2 \cdot 10^{-24}$	$3 \cdot 10^{-2}$	0,0015	$1,5 \cdot 10^{-4}$
7°	$6 \cdot 10^{-25}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	0,011	$5 \cdot 10^{-4}$
11°	$8,5 \cdot 10^{-26}$	$2 \cdot 10^{-3}$	0,015	$1 \cdot 10^{-4}$
15°	$2,813 \cdot 10^{-26}$	$6 \cdot 10^{-4}$	0,025	$5 \cdot 10^{-5}$
20°	$8,1 \cdot 10^{-27}$	$2 \cdot 10^{-4}$	0,04	$2 \cdot 10^{-5}$
25°	$3,65 \cdot 10^{-27}$	10^{-4}	0,05	$1,5 \cdot 10^{-5}$
30°	$1,8 \cdot 10^{-27}$	$4 \cdot 10^{-5}$	0,05	$6 \cdot 10^{-6}$
35°	$9 \cdot 10^{-28}$	$2 \cdot 10^{-5}$	1,8	$< 10^{-4}$
$> 35^\circ$				$\sim 2 \cdot 10^{-3}$

D'après le tableau nous constatons que dans le cas le plus défavorable du canal 11, la perte de comptage due à la diffusion est inférieure à 2 p. 1 000, ce qui est négligeable. Nous avons supposé pour faire cette étude que le faisceau incident sur le scintillateur était horizontal, or, en fait, il forme un certain angle avec l'horizontale et de plus la focalisation se fait dans un cône de 8° environ. Pour la plupart des canaux la courbure de la trajectoire des électrons est vers le bas ce qui améliore encore les résultats. Mais nous avons vu que même pour un angle de 4° , l'effet de diffusion simple est négligeable.

3-2 Diffusion multiple. — Pour les électrons arrivant dans la partie supérieure des scintillateurs, une faible diffusion suffit à transférer l'électron dans le scintillateur suivant.



Le nombre d'électrons diffusés avec un angle supérieur à θ est proportionnel à $\exp - \left[\frac{\theta}{\langle \theta \rangle} \right]^2 (9)$:

$$\langle \theta \rangle = \frac{21}{E} \sqrt{\frac{t}{t_{\text{rad}}}} \quad t_{\text{rad}} \text{ pour C } 42,5 \text{ g.cm}^{-2}$$

$$t = 0,5 \text{ cm}$$

$$E = 150 \text{ MeV}$$

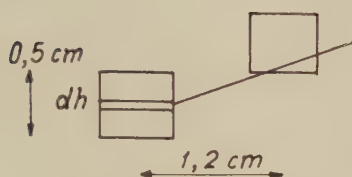
ce qui est voisin de 1° ,

En supposant un faisceau incident uniforme sur les scintillateurs, on peut déterminer la fraction des électrons qui traverse le scintillateur suivant.

Compte tenu de la géométrie de notre système c'est au maximum le quart des électrons diffusés dans un anneau conique ⁽¹⁾ qui risque de pénétrer dans le scintillateur suivant, et ce nombre vaut pour une hauteur dh de scintillateur considéré.

$$\varepsilon = \frac{1}{4} \exp \left[-\left(\frac{h}{12 \langle \theta \rangle} \right)^2 \right] \cdot \frac{dh}{5}$$

$$\Sigma = \frac{1}{4} \int_0^5 e^{-\left(\frac{h}{12 \langle \theta \rangle} \right)^2} \cdot \frac{dh}{5}$$



posons :

$$\frac{h}{12 \langle \theta \rangle} = u$$

il vient :

$$\Sigma = \frac{1}{4} \cdot \frac{12 \langle \theta \rangle}{5} \int_0^5 e^{-u^2} \cdot du$$

or :

$$\frac{5}{12 \langle \theta \rangle} = 25$$

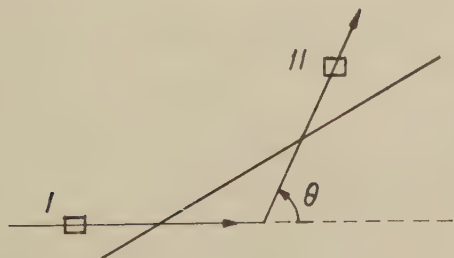
$$\Sigma < 0,01 \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

$$\Sigma < 0,89 \text{ p. } 100.$$

Autrement dit, la fraction des électrons qui pénètrent dans un deuxième scintillateur est inférieure à 1 p. 100 à 150 MeV.

Si on avait fait ce calcul à 50 MeV, on aurait une fraction 3 fois plus grande, par contre à 250 MeV, cette erreur de comptage ne serait plus que de 5 p. 1 000.

En fait, si on tient compte que le faisceau n'est pas



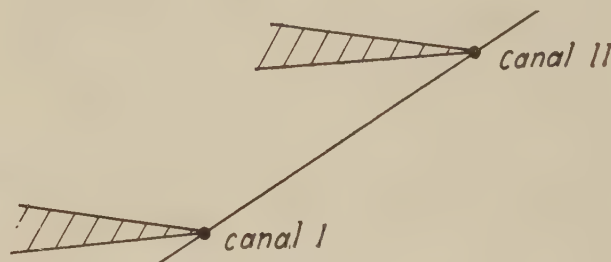
parallèle, le calcul est plus complexe, mais les résultats restent qualitativement valables. En effet, la majorité du faisceau est inclinée vers le bas et dans ce cas l'effet précédent est négligeable. Pour les canaux extrêmes vers le haut cette erreur peut atteindre 7 à 8 p. 100 à 150 MeV.

3-3 Rétrodiffusion. — Puisque nous avons vu que la dépendance en angle varie fortement avec l'angle de diffusion, l'angle θ de rétrodiffusion sera le plus petit, si on suppose que l'électron incident arrive par le scintillateur I et est rétrodiffusé dans la direction du scintillateur II.

Cet angle est supérieur à 45°. Si nous admettons que le liquide Cérenkov de composition $C_8F_{16}O$ a un comportement comme le fluor $9F_{19}$, la probabilité de diffusion pour un angle de 45° compte tenu des calculs faits dans la diffusion simple sera très faible : ordre de grandeur par excès :

$$\frac{N'}{N} < 2 \cdot 10^{-5} \cdot 1,7\pi$$

$$\frac{N'}{N} < 10^{-4}.$$



En conclusion, les perturbations de diffusion sont très faibles, bien inférieures aux erreurs de mesures expérimentales et nous n'en tiendrons pas compte.

3-4 Angles solides. — Pour des faibles variations de l'énergie (± 2 p. 100) on peut montrer par le calcul que l'angle solide est limité par la chambre du spectromètre. Dans ces conditions nous avons calculé (10) la variation de l'angle solide à l'entrée du spectromètre en fonction de l'énergie.

Ayant déterminé expérimentalement la valeur de la résolution en énergie de chaque canal ($\delta = 0,21$ p. 100, voir dispersion entre les canaux, §. 2-3), nous pouvons donc en déduire la variation de l'angle solide en fonction des différents canaux. La figure 14 montre qu'en plaçant les scintillateurs de part et d'autre de l'axe optique du spectromètre, on atteint une différence d'angle solide de 10 p. 100 environ.

(1) Voir Appendice,

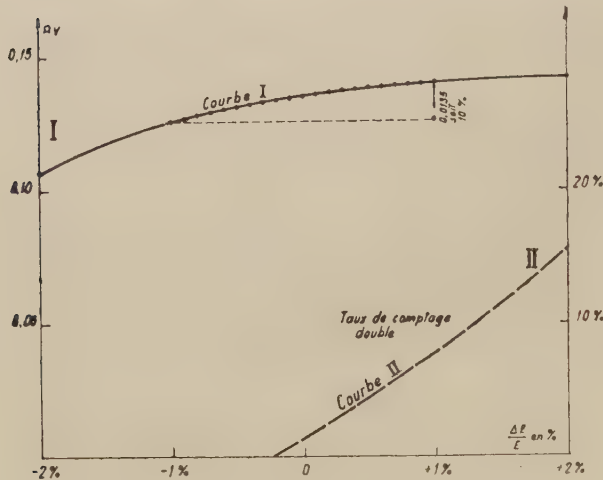


FIG. 14. — Variation de l'angle solide Ω_v
en fonction de l'énergie $\left(\frac{\Delta E}{E} \text{ en p. 100}\right)$.

$$\Omega = \Omega_v \times \Omega_M$$

$$\Omega \simeq 7 \cdot 10^{-3} \text{ stéradians.}$$

La figure 14 pourrait nous faire penser qu'en déplaçant les scintillateurs vers le haut (donc vers $\frac{\Delta E}{E}$ positif) la variation d'angle solide serait plus faible. En fait, un autre phénomène vient compliquer la situation : pour $\frac{\Delta E}{E} > 0$ le rayon, limite inférieure de focalisation, forme un angle d'inclinaison positif par rapport à l'horizontale et la fraction des électrons qui pénètrent dans deux scintillateurs augmente. Elle atteint 8 p. 100 pour $\frac{\Delta E}{E} = +1$ p. 100 et 15 p. 100 pour $\frac{\Delta E}{E} = +2$ p. 100. En plaçant les scintillateurs de part et d'autre de l'axe optique on aboutit à un compromis acceptable.

De toute façon, nous normalisons les efficacités des différents canaux.

3-5 Blindage contre le rayonnement parasite.

— Expérimentalement on a pu constater que pour ne pas être gêné par les phénomènes parasites dans la salle de cible de 250 MeV, il fallait entourer le compteur et le système de détection d'une épaisseur de plomb de 20 cm. On peut justifier cette valeur par une analyse sommaire du processus de l'atténuation du rayonnement.

Les principales sources de rayonnement parasites sont les électrons, les rayons γ et les neutrons. Les électrons perdent leur énergie par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) et par ionisation. Les rayons γ peuvent perdre leur énergie soit par production de paires d'électrons, soit par effet Compton et par effet photoélectrique.

Pour une énergie supérieure à 100 MeV, on peut

admettre que ce sont les effets rayonnement de freinage et production de paires d'électrons qui sont prédominants, car les sections efficaces de l'effet Compton, d'effet photoélectrique et d'effet d'absorption par ionisation sont négligeables d'ailleurs pour les électrons la courbe :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} / \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{total}}$$

est sensiblement égale à 1 pour des énergies supérieures à 100 MeV.

En effet, l'électron produit du rayonnement γ qui, à son tour, produit des paires, positrons et négatrons qui, eux-mêmes produisent des γ ... ceci évidemment avec une perte d'énergie à chaque étape. C'est le phénomène des cascades. Un calcul exact de l'atténuation est relativement complexe et il est possible de trouver la solution de ce problème dans la littérature (11).

Approximativement, on peut admettre que l'atténuation après une longueur de radiation est de $\frac{1}{e}$, or, pour le plomb :

$$X_0 = 5,83 \text{ g.cm}^{-2}$$

$$\rho = 11,35 \text{ g.cm}^{-3}$$

$$\rho \frac{x}{X_0} \simeq 1 \text{ (270 MeV à 100 MeV)}$$

$$x = 0,5 \text{ cm.}$$

Après la traversée de 0,5 cm de plomb, nous pouvons donc admettre que les électrons et les photons n'ont plus en moyenne qu'une énergie inférieure à 100 MeV.

Dans ces conditions nous pouvons calculer la quantité de plomb nécessaire pour atténuer de 99 p. 100 l'intensité d'un faisceau d'électrons, nous admettons que la perte d'énergie est celle correspondant au minimum de la courbe d'ionisation.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{min}} \text{ pour les électrons donne 10 cm de Pb.}$$

Si, maintenant, nous supposons qu'au bout de 10 cm de plomb, presque tous les électrons sont stoppés et qu'il ne reste que des photons de 100 MeV, nous pouvons déterminer une valeur approchée de l'épaisseur nécessaire pour atténuer l'énergie des photons.

Pour une énergie inférieure à 100 MeV, il faut tenir compte de l'effet de création de paires et de l'effet Compton. Or, la probabilité pour 1 photons de traverser une épaisseur x d'absorbant sans perte d'énergie est :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\sigma_c x} \cdot e^{-Kx}$$

et si on pose :

$$\mu_0 = \sigma_c + K.$$

D'après la courbe de l'absorption totale (12), pour atteindre le minimum :

$$\mu_a = 0,03$$

$$E = 2 \text{ MeV}$$

avec une épaisseur de plomb de 10 cm,

Il vient :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\rho x \mu} = \frac{1}{30}$$

on obtient une atténuation de 30 pour des γ de 2 MeV. Pour des γ de 50 MeV on obtient une atténuation de 25 000.

Donc au total il faut bien au minimum 20 cm.

Compte tenu des dimensions du compteur en échelle, la masse de plomb nécessaire pour entourer le compteur en échelle dépassait les limites de résistance mécanique de la plate-forme du spectromètre magnétique. Nous nous sommes donc limité à 10 cm de plomb et avons rajouté des circuits de coïncidence (Porte) sur la voie du compteur Cérenkov d'une durée de 1 μ s, soit la durée du faisceau incident.

Quant aux neutrons, il est difficile de concevoir un blindage efficace et raisonnable par ses dimensions. Aussi nous éliminons la plus grosse partie du rayonnement produit par les réactions ($n\gamma$) en introduisant dans le système d'électronique, une porte qui ne permet de compter que pendant l'impulsion de courant. Car en fait les neutrons produisent leur effet surtout après l'arrivée du faisceau. On améliore encore les résultats en recouvrant le blindage de plomb de 20 cm de paraffine, c'est ce que nous avons fait.

3-6 Blindage magnétique. — Les photomultiplicateurs 52 AVP et 56 AVP sont entourés de tubes en μ métal pour éliminer les effets de champ magnétique du spectromètre.

Le champ de fuite du spectromètre magnétique augmente beaucoup avec le champ du spectromètre et en particulier au-delà de 10 000 G, il devient très important atteignant près de 500 G à quelques centimètres de la fenêtre de sortie. Il est évident que dans ces conditions le μ métal est rapidement saturé (le μ métal se sature pour $H < 2$ G) et nous avons été amené à entourer le compteur en échelle d'une boîte en fer de 5 mm d'épaisseur. Le champ résiduel à l'intérieur était alors suffisamment faible pour ne plus gêner les photo-multiplieurs.

La vérification expérimentale se faisant de la manière suivante :

On relève avec l'analyseur à 100 canaux le spectre donné par le canal 1 (le scintillateur le plus près de la fenêtre du spectromètre, donc le plus sensible) d'une source radioactive de Cs^{137} .

Puis nous appliquons le champ dans le spectromètre à sa valeur maximale et nous constatons qu'il n'y a pas de modification du spectre enregistré.

Nous en déduisons que le champ magnétique n'a plus d'influence sur le fonctionnement des photomultiplicateurs.

Partie électronique

A. — Justification de la Transistorisation de l'Équipement

Plusieurs raisons nous ont amené à utiliser des transistors aussi bien pour l'équipement se trouvant dans la salle de cible que pour celui situé dans la salle de mesure. Résumons rapidement les éléments de notre choix.

1 Dans la salle de cible.

On dispose à la sortie des photomultiplicateurs 52 AVP de signaux ayant une amplitude crête voisine de 100 à 200 mV et un temps de montée de 10 ns. Le fonctionnement correct du circuit de coïncidence — placé dans la salle de mesure, c'est-à-dire à une soixantaine de mètres de longueur de câble des photomultiplicateurs. — nécessite d'intercaler un préamplificateur susceptible de porter ces signaux à un niveau de l'ordre du volt. Ce préamplificateur doit être impérativement placé à proximité immédiate du photomultiplicateur correspondant et doit présenter une impédance de

sortie faible, afin d'éviter que le signal de sortie ne soit brouillé par des bruits d'origine magnétique et électrostatique, induits sur les câbles de transmission.

On est amené à placer dans une même enceinte, évidemment blindée, l'ensemble des photomultiplicateurs et des préamplificateurs de tension, d'où l'intérêt évident qu'il y a à transistoriser le matériel afin de pouvoir plus facilement réduire l'encombrement de cette enceinte. Toutefois, il importe de remarquer que du point de vue des variations de la température de la salle de cible, les transistors présentent une sensibilité supérieure à celle des tubes, sensibilité se traduisant par une variation plus importante du gain et du temps de montée. Nous savons, en effet, que les variations de température agissent sur le courant de saturation du transistor (ce courant de saturation double tous les 10° avec un transistor au germanium). La variation du courant de saturation entraîne comme conséquences, les plus importantes, celles du courant émetteur, donc de l'impédance d'entrée et de la capacité de sortie.

S'il est alors avantageux de transistoriser le préamplificateur, pour répondre à des exigences d'encombrement, certaines précautions devront être prises afin d'améliorer le facteur de stabilité du transistor ($S = \frac{dI_c}{dI_{c0}}$) par l'application à chaque étage d'une contre-réaction T. B. F. d'un taux suffisant.

2 Par contre, qu'il s'agisse de la salle du cible ou de la salle de mesure, le transistor présente sur le tube l'avantage d'une durée de vie supérieure. C'est là un argument décisif, pour un appareillage faisant partie d'un ensemble très complexe et dont le prix très élevé de l'heure de fonctionnement oblige à réaliser un matériel présentant une probabilité minimale de panne.

Une réserve toutefois : nous ne sommes pas encore en mesure de chiffrer avec précision les modifications de caractéristiques que pourra entraîner l'exposition de ce matériel aux radiations (γ et neutrons rapides). Il est probable que de ce point de vue le tube soit supérieur aux transistors.

Notons enfin pour terminer que la transistorisation de cet équipement a été rendu possible ou pour le moins facilitée, par le développement scientifique et technologique de transistors à diffusion de base :

— développement scientifique : les transistors du type « méso » peuvent atteindre des fréquences de coupure très élevées (750 MHz pour le 2 N 1141) associées à des intensités maximales importantes ($I_{e\max} = 100\text{ mA}$) pour le 2 N 1143 et des puissances de dissipation au collecteur relativement élevées ($W_{\max} = 750\text{ mV}$ pour les 2 N 1143) ;

— sur le plan technologique et commercial, la mise en service, par certaines Sociétés industrielles de chaînes de fabrication de transistors « méso » hautement automatisées, a considérablement amélioré la stabilité et permis une baisse rapide des prix. On conçoit, en effet, que l'utilisation sur notre compteur de 80 transistors 2 N 1143 aurait posé un problème financier en 1959 quand le 2 N 1143 était coté sur le marché en France à plus de 1 000 F pièce (prix actuel : 50 F).

B. — Description d'une voie

Le schéma synoptique (fig. 1) présente le principe des circuits du compteur en échelle. La figure 15 montre plus en détail les différents éléments qui le composent.

Nous allons dans cet exposé décrire plus particulièrement une voie, étant entendu que cela se répète pour les 11 canaux de détection.

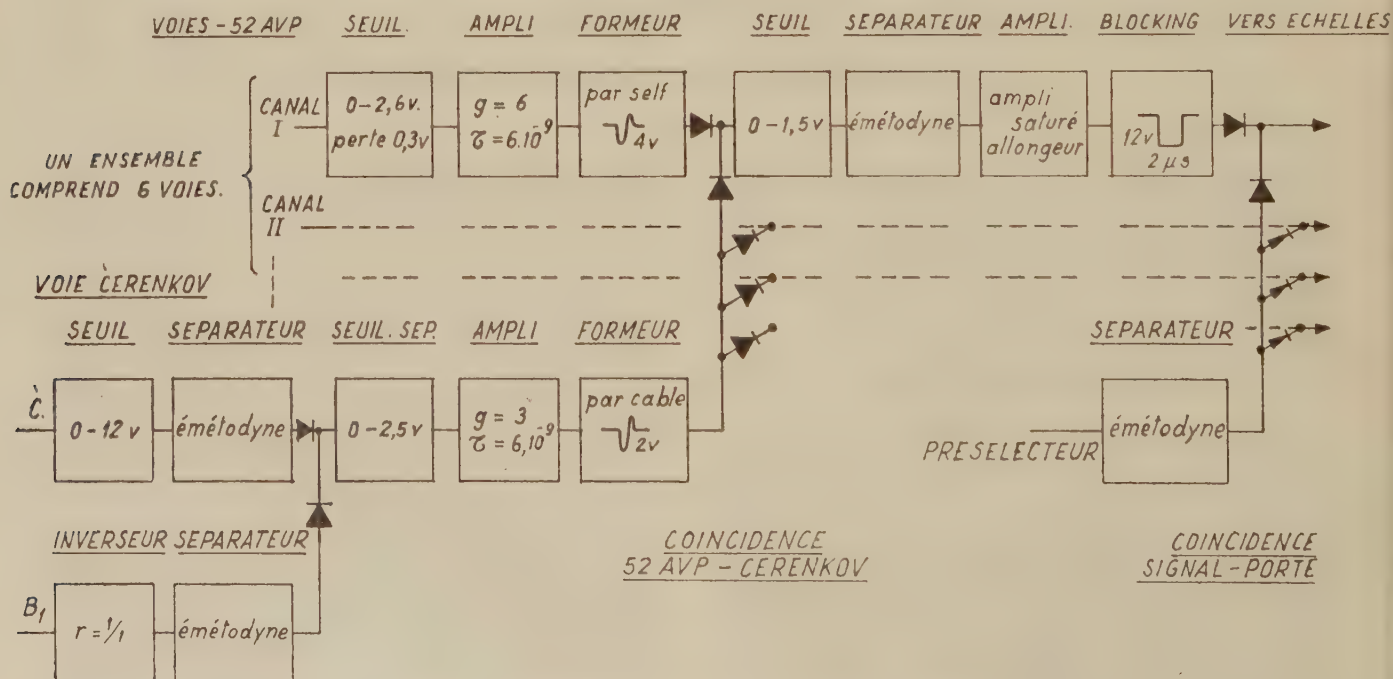


FIG. 15. — Schéma synoptique d'un circuit à coïncidence.

I Les amplificateurs

I-1 Généralités. — Les amplificateurs doivent répondre à certaines caractéristiques (gain, temps de montée, impédance d'entrée et de sortie, niveau maximum de sortie, linéarité), qu'il est très difficile de prédéterminer par le calcul. Tout au plus peut-on dégrossir l'indispensable travail empirique de mise au point à l'aide d'un certain nombre de considérations théoriques simples.

Lorsqu'on cherche à calculer un réseau actif à transistors, deux problèmes se posent d'emblée :

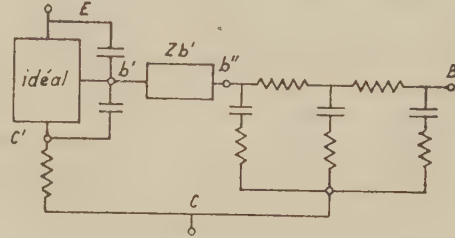
a) Traduire le fonctionnement du transistor lui-même à l'aide d'un réseau équivalent ou des quatre coefficients d'une matrice (paramètres hybrides « h » ou admittances « y »).

b) Déterminer les réseaux passifs qui, associés à ce transistor, permettent d'atteindre les performances souhaitées.

I-1-1 Schéma équivalent au transistor. — Nous n'insisterons pas sur les schémas classiques en « T » ou en « π » hybride de Giacometti (13). De nombreuses études ont été entreprises dans le domaine des amplificateurs à transistors du type par tirage ou par alliage (14). Ces schémas, que leurs auteurs donnent déjà avec de nombreuses réserves quant à leur domaine de validité, s'avèrent malheureusement inutilisables, pour la plu-

part des transistors diffusés actuels, en particulier pour les « méso ».

R. L. Pritchard (15) a montré qu'un transistor « méso » pouvait être représenté par la mise en parallèle d'un transistor « classique » et d'une diode diffusée. Ce qui conduit au schéma équivalent, ci-après, comportant :



— un transistor « idéal » au sens de Shockley (16), des capacités inter-électrodes, des impédances séries de collecteurs et de base et une ligne R. C. représentant la diode. On conçoit qu'un tel schéma, même à l'aide de l'approximation par un réseau à constantes localisées, soit pratiquement inutilisable dans le calcul d'un filtre.

Il demeure la possibilité de considérer le transistor comme un quadripôle dont on va relever expérimenta-

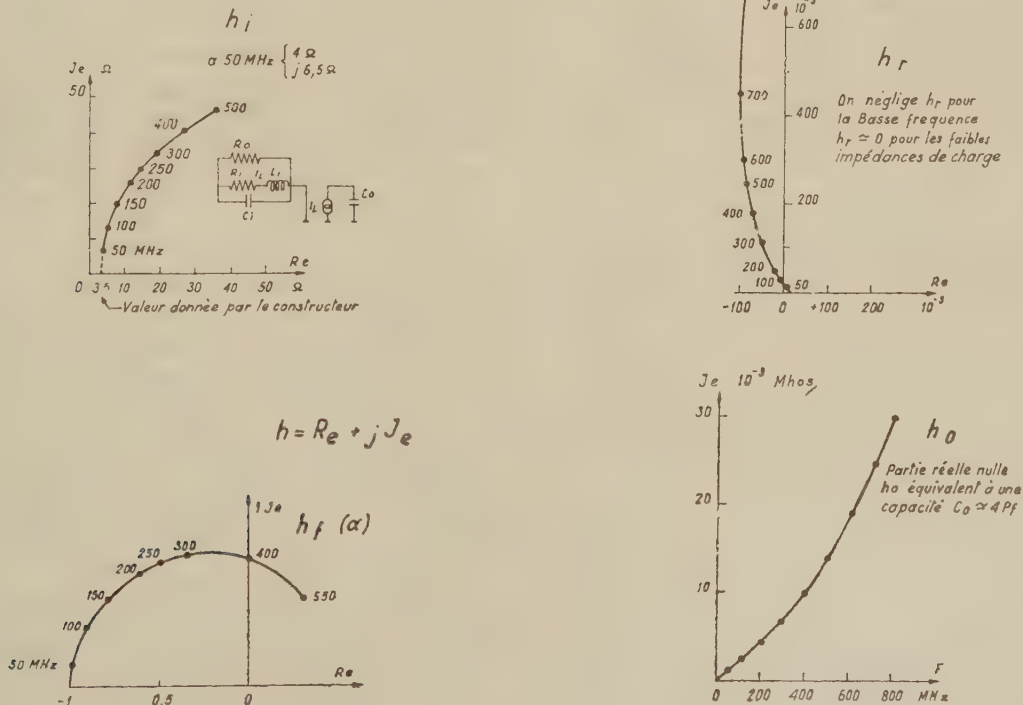
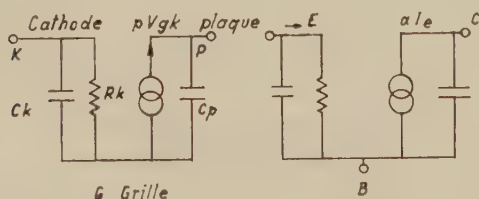


FIG. 40.

lement les valeurs des paramètres matriciels et leurs variations avec la fréquence et les conditions de repos, à titre indicatif on trouvera en annexe (fig. 40) les courbes de variation avec la fréquence des paramètres « h » hybrides pour un 2 N 1143 ($I_e = 10$ mA, $V_{cb} = 6$ V).

L'expérience prouve d'ailleurs que ces courbes relevées au Pont Général Radio 1607 A présentent une dispersion considérable pour un même type de transistors.

Il est théoriquement possible d'approcher ces courbes au sens de Taylor, des moindres carrés ou de Tchebicheff (17) à l'aide de fonctions mathématiques. Le problème revient alors à faire la synthèse d'un quadripôle défini par une matrice. Le sujet est actuellement en cours d'étude, mais il nous est toutefois possible d'éviter des développements mathématiques considérables en remarquant que, pour des fréquences inférieures à 50 MHz les variations de module et les rotations de phase indiquées sur les courbes de la figure 40 sont pratiquement négligeables. Or, ce domaine de fréquence 0,50 MHz est celui qui nous intéresse, puisqu'il correspond à la recherche de temps de montée de 10 ns, suffisant pour les besoins de notre étude. On en arrive ainsi à une *représentation extrêmement grossière* du transistor présentant certaines analogies avec le schéma équivalent d'un tube, à ceci près que le générateur de courant pVg qu'on définit pour une penthode se trouve remplacé ici par un générateur de courant αI_e (I_e étant le courant d'émetteur et α indépendant de la fréquence et de module compris entre 0,94 et 0,98).



On remarque que sur ce schéma équivalent on a négligé le terme hr correspondant à la réaction intrinsèque du transistor, on trouve en effet à 50 MHz :

$$hr = 2 \cdot 10^{-3} + j \cdot 15 \cdot 10^{-3}.$$

Les composants de h_i (h_i impédance d'entrée) sont de l'ordre de quelques dizaines d'ohms ainsi d'ailleurs que l'impédance de charge du collecteur, il s'ensuit que dans l'équation :

$$V_e = h_i \cdot J_e + hr \cdot V_c$$

le terme $hr \cdot V_c$ pourra être négligé devant $h_i \cdot J_e$. On se trouve ainsi ramené dans la conception même de ces amplificateurs « basse fréquence » à des schémas voisins de ceux que l'on rencontre dans les techniques habituelles d'amplificateurs vidéo à tubes. Ces techniques sont aujourd'hui bien connues. Elles consistent à utiliser des impédances de charges faibles, la contre-réaction ou des circuits de compensation H. F...

1-1-2 Réseaux passifs associés à ce transistor. — Nous nous sommes initialement orienté vers l'étude et la réalisation de filtres du type Butterworth à réponse amplitude-fréquence optimum (18), Thomson à réponse phase-fréquence optimum (19) et Yona Peless à réponse continûment variable (20), intermédiaires entre les filtres Thomson et les filtres Butterworth. Il nous apparaissait, en effet, souhaitable de pouvoir doser dans une certaine mesure le temps de montée, l'amplitude du rebond (réponse indicelle) et la bande passante (réponse harmonique) de ces amplificateurs. Il nous est apparu bien vite que cette étude, outre qu'elle nécessitait des calculs extrêmement pénibles, incompatibles avec la grossièreté des approximations du départ, conduisait à des amplificateurs non reproductibles. Or, cette reproductibilité est une condition très importante, compte tenu du nombre d'amplificateurs que comporte actuellement le compteur et du nombre encore plus important qu'il comportera dans une version future à 50 canaux.

Finalement et moyennant un sacrifice sur le nombre de transistors utilisés pour parvenir aux gains que l'on s'était imposés on obtient des amplificateurs dans lesquels les transistors sont faiblement chargés par le collecteur de manière à réduire l'influence de la capacité de sortie et auxquels on applique un taux modéré de contre-réaction.

1-2 Le préamplificateur. — Le schéma du préamplificateur est donné par la figure 16. Il a un gain de 10 et le temps de montée est de l'ordre de 5 ns.

Pour inverser le signal, nous avons placé un transformateur d'impulsions à ferrite, constitué par un câble coaxial qui nous permet d'avoir des impulsions positives de 1 à 2 V, pour attaquer les amplificateurs à seuils situés dans la salle de mesure. On a fait usage dans ce préamplificateur des deux types les plus simples de contre-réaction, sur chaque étage par un circuit R. C. et d'un étage sur le précédent, également par un circuit R. C.

1-3 Amplificateurs à seuil. — L'introduction des diodes semi-conductrices très rapides nous a permis de réaliser les discriminateurs de seuil très linéaires. Le faible de temps de recouvrement de ces diodes : 4 ns pour la S 555 G ou 0,5 ns pour la ID 10-050 permet une résolution élevée.

Les circuits équivalents de ces diodes étant à basse impédance les constantes de temps RC sont faibles, inférieures à 5 ns les empilements sont donc moins fréquents. Les capacités aux bornes de ces diodes sont de l'ordre de 1 à 2 pF.

Le discriminateur est réalisé très simplement. La diode est polarisée en inverse. La tension de polarisation étant obtenue à l'aide d'un potentiomètre « Héliplot » linéaire à 0,5 p. 100 à partir d'une tension de 12 V stabilisée à mieux que 10^{-3} . Le seuil de ce discriminateur avec les diodes S 555 G ou S 570 G est de 0,3 V. Il faut noter

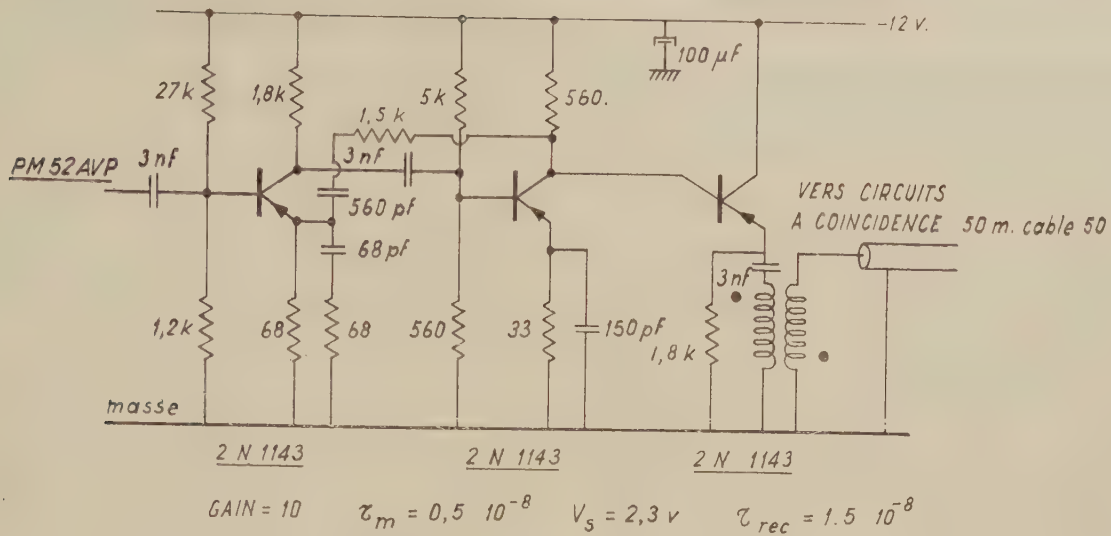


FIG. 16. — Préamplificateur de PM 52 AVP.

que la tension inverse de ces diodes est très faible 15 V maximum pour les S 555 G et 8 V pour les S 570 G, ce qui limite leur utilisation.

L'amplificateur qui suit ce discriminateur a un gain de 6 en tension et un temps de montée de 6 ns (fig. 21).

Cet amplificateur est constitué d'un transistor 2 N 1143 contre-réactionné par une résistance dans l'émetteur et d'un émetodyne qui attaque le circuit formeur à basse impédance.

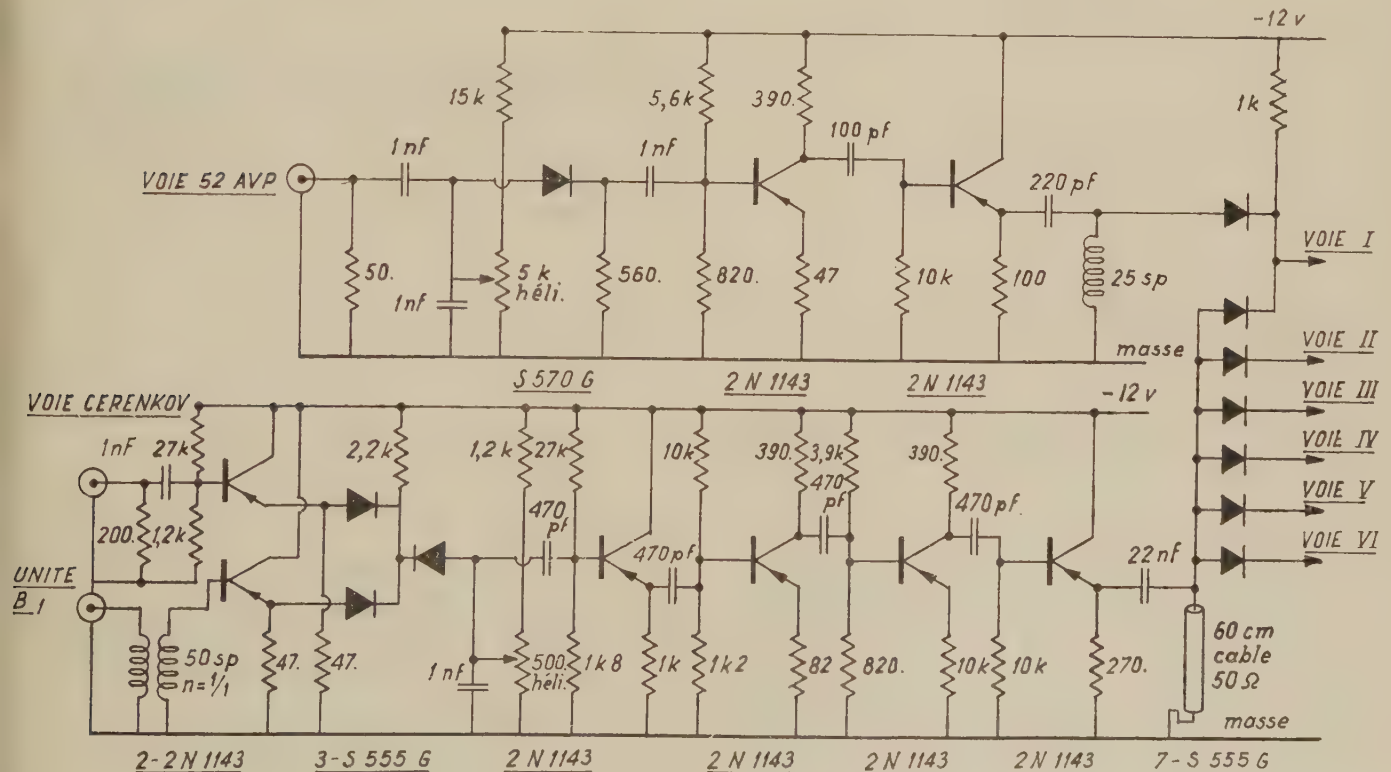


FIG. 21. — Circuit à coïncidence (schéma I).

2 Les circuits de coïncidence

2-1 Considérations théoriques. — Pour réaliser des coïncidences en temps entre plusieurs impulsions, deux possibilités sont offertes :

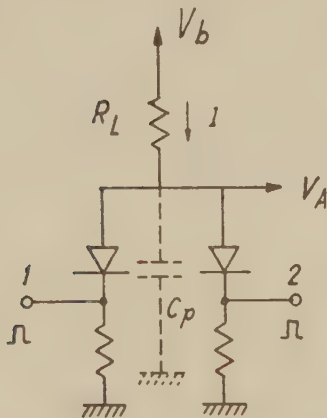
— les circuits par addition de niveau suivis d'un discriminateur (21) ;

— les circuits « et » à diodes (techniques des machines à calculer).

L'introduction sur le marché de diodes à temps de recouvrement très courts a permis de réaliser des circuits de coïncidence à diodes (22).

Ce circuit n'est pas différent d'un circuit « et » dans lequel les résistances directes des diodes et les capacités parallèle et parasite bien que petites ne sont pas négligeables. En effet, les impulsions à analyser ont des durées de quelques nanosecondes et les constantes de temps qui interviennent dans le cas où il y a coïncidence sont de la forme :

$$\begin{aligned} T_c &= R_L C_p \\ \left\{ \begin{array}{l} R_L \sim 500 \, \Omega \text{ soit } T_c \sim 10 \, ns \\ C_p \sim 20 \, pF \text{ (fig. 17).} \end{array} \right. \end{aligned}$$



Rappelons brièvement le fonctionnement réel d'un circuit « et » à diodes :

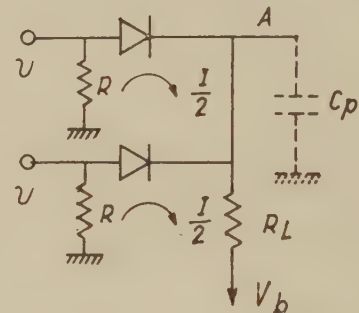
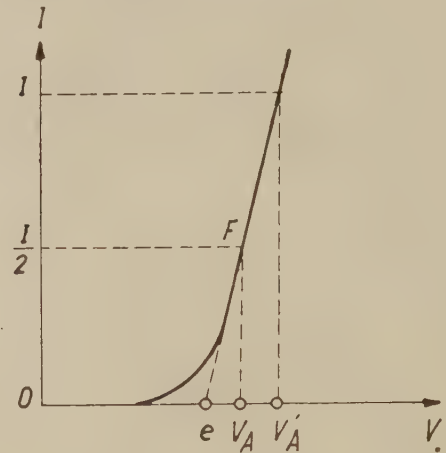
— en régime statique un courant continu traverse les diodes et si les diodes ainsi que les résistances R sont identiques, le courant dans chaque diode est le même ($\frac{I}{2}$) et le point de fonctionnement en F ;

— en régime d'impulsions :

a) Lorsqu'il n'y a pas coïncidence sur les diodes, une impulsion négative bloque la diode correspondante. Or, le courant I étant imposé par R_L reste constant et double dans l'autre diode. Cela se traduit par une variation de tension faible en A ; et que l'on nomme réjection.

b) Lorsqu'il y a coïncidence les 2 diodes ne peuvent se bloquer ensemble puisque V_b est supérieur à l'amplitude de l'impulsion, le signal se transmet sur la coïnci-

dence en A , avec un temps de montée défini par la constante de temps $R_L C_p$ (C_p capacité parasite).



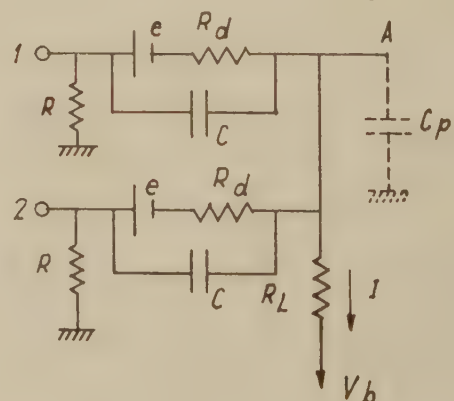
Étude de la réjection. — En première approximation le schéma équivalent de la diode de coïncidence peut être représenté par une résistance R_d en série avec une f. c. e. m. e et en parallèle une faible capacité C (1 à 2 pF).

Donc le potentiel V_A a pour valeur :

$$|V_A| = (R + R_d) \frac{I}{2} + e$$

et dans le cas de la réjection :

$$|V_A| = (R + R_d)I + e + \frac{CV}{C_p}$$



Si V est l'amplitude du signal, par suite la réjection s'écrit :

$$V_{rej} = |V'_A| - |V_A| = (R + R_d) \frac{I}{2} + \frac{C}{C_p} \cdot V.$$

Ceci nous montre que pour réduire la réjection, les conditions suivantes sont à satisfaire :

1° La diode doit avoir une résistance directe la plus faible possible.

2° La résistance R doit être la plus faible, cette valeur étant limitée par l'impédance interne du générateur d'impulsions. L'avantage de remplacer R par un transformateur, c'est de présenter en continu une résistance extrêmement faible tout en disposant d'une impédance élevée en régime transitoire.

3° Le courant I ne doit pas être important, mais dans ce cas un compromis s'impose, car pour un temps de montée rapide nous avons montré que R_L doit être faible. Or, avec une valeur R_L faible, le courant I est grand. Pour la diode utilisée S 570 G le courant $I = 10$ mA est une valeur raisonnable et compatible avec le temps de recouvrement optimum.

4° Le rapport $\frac{C}{C_p}$ doit être faible. Or, C_p devant être faible en raison du temps de montée, cela exige des capacités de diodes très réduites.

$\frac{C}{C_p} \sim \frac{I}{10}$ à $\frac{I}{20}$ pour la S 570 G. Ceci nous montre également qu'il est inutile d'avoir des signaux supérieurs à V_b .

Dans notre cas les diodes S 570 G ont une résistance dynamique de 20Ω . Nous considérons la résistance R nulle, donc pour un signal de 4 V crête :

$$\begin{aligned} V_R &= 20,10 \cdot 10^{-3} + 0,1 \cdot 4 \\ V_R &= 0,6 \text{ V} \\ V_A &= 20,10 \cdot 10^{-3} + 0,4 \\ V_A &\sim 0,6 \text{ V} \end{aligned}$$

soit :

$$V'_A \sim 1,2 \text{ V}.$$

Lorsqu'il y a coïncidence, le signal transmis a pour valeur, si δ est sa largeur.

Dans le cas de :

$$V < V_b, H_c = (V - V_A) \left(1 - e^{-\frac{\delta}{T_c}} \right)$$

ou :

$$V > V_b, H_c = (V_b - V_A) \left(1 - e^{-\frac{\delta}{T_c}} \right).$$

Lorsque les impulsions se recouvrent dans le temps d'une durée $\varepsilon = \delta - \delta'$ l'amplitude du signal de coïncidence a pour valeur si $V < V_b$:

$$\begin{aligned} H_c &\sim (V - V_A) \left(1 - e^{-\frac{\varepsilon}{T_c}} \right) \\ H_c &\sim (V - V_A) \left(\frac{\varepsilon}{T_c} \right) \end{aligned}$$

V étant la plus petite amplitude des deux signaux en coïncidence.

Si ε varie de 0 à δ , nous obtiendrons pour H_c une courbe qui ne sera autre que la courbe de résolution de la coïncidence. On sait que le nombre de coïncidences fortuites s'exprime par la relation :

$$N_f = 2N_1N_2\tau.$$

En prenant pour τ la demi-largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution $\left(\tau \sim \frac{\delta}{2} \right)$.

Nous aurons une meilleure résolution en diminuant τ donc δ c'est-à-dire en formant les impulsions avant la coïncidence.

2-2 Circuit formeur. — Le rôle du circuit formeur est de délivrer des impulsions de même forme et de raccourcir les impulsions avant les circuits de coïncidence afin d'améliorer la résolution et de diminuer la probabilité d'empilement.

Il y a plusieurs moyens d'arriver à ce résultat. On peut utiliser la formation par câble ou la dérivation par self à noyau de ferrite. La formation par inductance ou par câble donne des résultats équivalents pour les

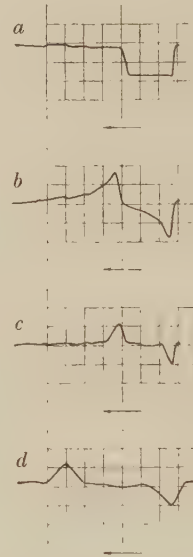


FIG. 18. — Formation de l'impulsion par self.

Signal d'entrée :

a) impulsion du générateur 10^{-9} s.

1 cm = 20 ns T = 60 ns.

Signal différencié :

b) Formation par self.

1 cm = 20 ns.

Signal sur la coïncidence à diode :

c) 1 cm = 20 ns.

d) 1 cm = 10 ns.

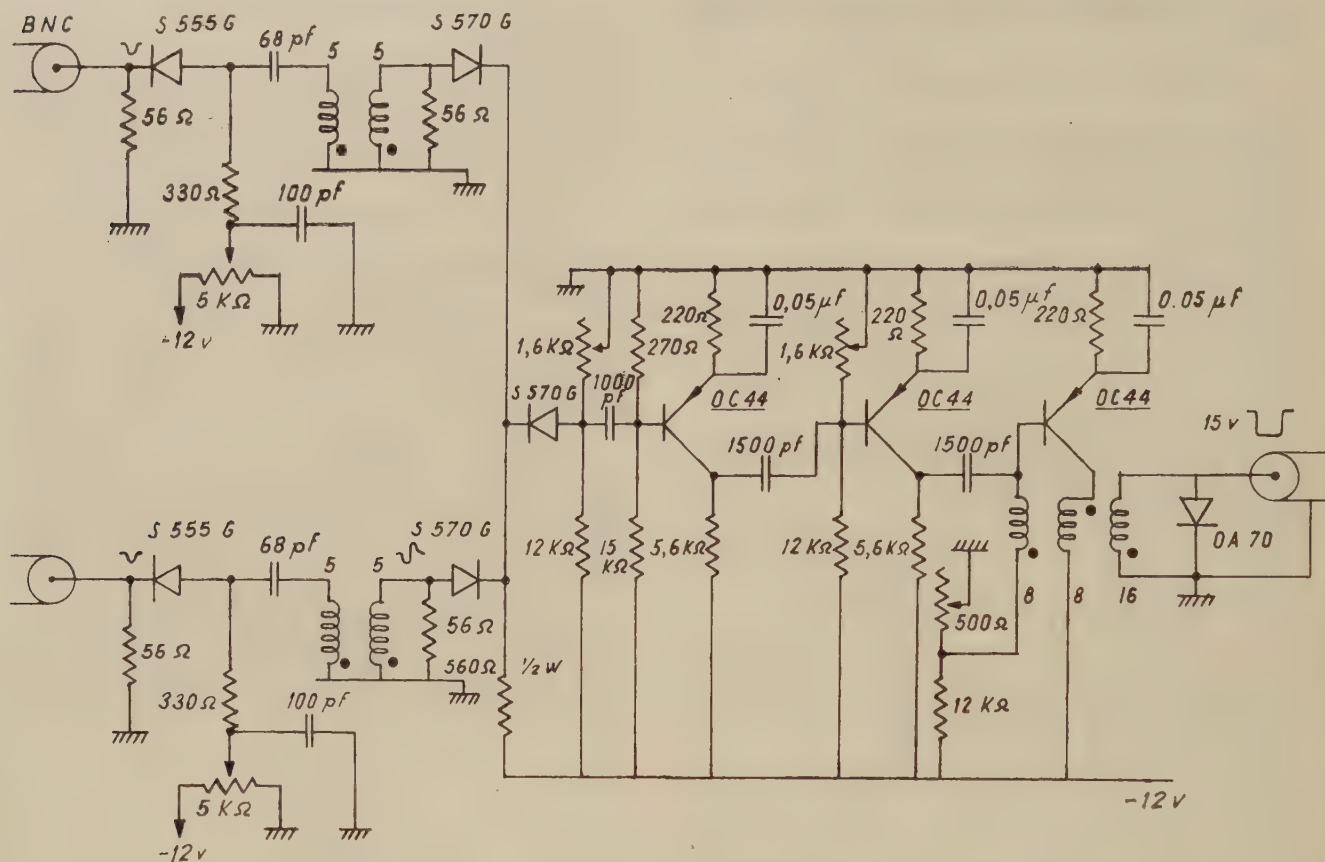


FIG. 17. — Circuit de coïncidence à deux voies.

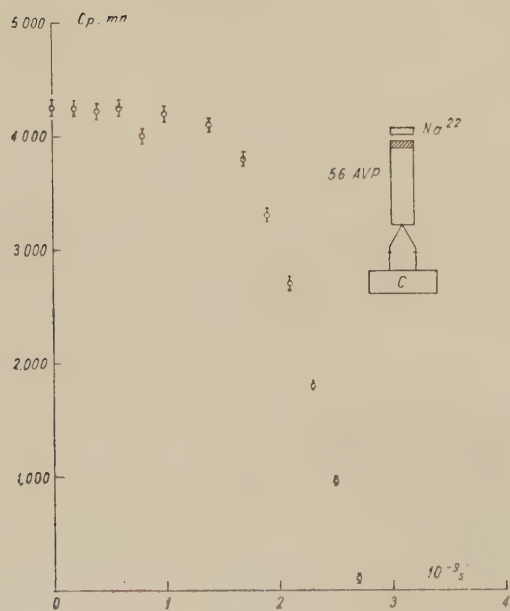


FIG. 19.

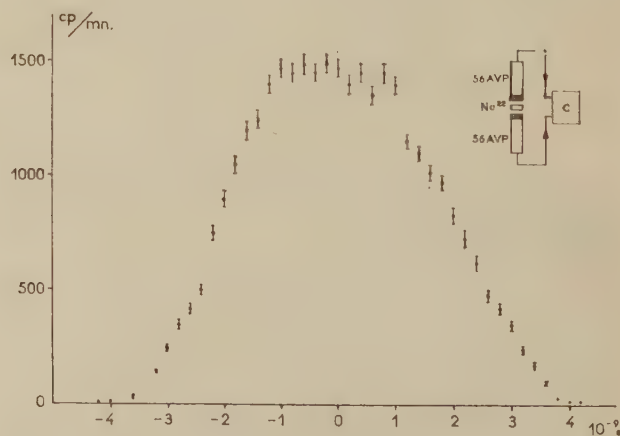


FIG. 20.

impulsions considérées. Pour des raisons de simplicité et d'encombrement nous avons choisi la formation par self. Les pertes dans la ferrite amortissent les sur-oscillations (fig. 18).

La détermination des éléments s'est faite expérimentalement. On peut justifier la valeur de ces éléments par un rapide calcul à la résonance série.

Le temps de montée de l'impulsion est donné à la relation :

$$t_{m(0,1 \text{ à } 0,9)} = \frac{2,3}{2\pi/r}.$$

Or, pour la formation d'impulsions provenant d'un photomultiplicateur 56 AVP (fig. 18), les éléments valaient pour le circuit de coïncidence à deux voies (fig. 17) :

$$C = 68 \text{ pF}$$

$$L = 0,2 \mu \text{ h mesuré au Q-mètre à } 60 \text{ MHz}$$

et :

$$fr = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \sim 40 \text{ MHz}$$

d'où $tm = 8 \text{ ns}$ c'est ce que montre la figure 18.

Par ailleurs la self étant bobinée sur un petit tore en ferrite, il est possible de prévoir un transformateur qui a l'avantage de découpler au point de vue continu le circuit de coïncidence du circuit formeur et seuil, et qui donne la possibilité si on le désire, de réaliser facilement un circuit d'anticoïncidence par inversion de polarité dans le secondaire du transformateur.

2-3 Le circuit de coïncidence. — Avec le circuit de la figure 17 nous avons relevé les courbes de retard des figures 19 et 20. Ce qui nous montre que la résolution intrinsèque du circuit est de l'ordre de 2 ns .

Pour des raisons de collection de lumière imposée par la géométrie du compteur Cérenkov (fig. 9) nous avons, en fait, utilisé deux photomultiplicateurs 56 AVP. Nous réalisons alors deux séries de coïncidences dans deux circuits identiques (fig. 15 et 21) :

1° entre le 56 AVP inférieur et les 6 scintillateurs correspondants (1 à 6) ;

2° entre le second 56 AVP et les 5 autres scintillateurs (7 à 11).

La résolution réelle de ce circuit de coïncidence est de 10 ns (fig. 8) en raison du temps de montée du 52 AVP.

2-4 Seuil de réjection. — Après la coïncidence un seuil ajustable permet de distinguer la coïncidence de la réjection. Il se compose d'une diode rapide polarisée en inverse, identique à celle de l'amplificateur à seuil (§ 1-3). Ce seuil est ajusté expérimentalement et demeure fixe, il est voisin de $(-1,2 \text{ V})$ pour être supérieur à V_A (voir §. 2-1 et fig. 21 bis).

3 Les circuits de comptage

3-1 Considérations sur le comptage. — Nous nous sommes limité dans cette première version du compteur en échelle à compter au maximum une coïncidence par canal par impulsion d'accélérateur, or si :

$$m = \frac{\text{nombre de coïncidences d'un canal}}{\text{nombre d'impulsions d'accélérateur}}$$

On montre que pour avoir une perte de comptage inférieure à 1 p. 100 (23) il faut que m soit inférieur à 1/50, autrement dit avec notre accélérateur, compter à moins d'un coup par seconde.

Il est prévu d'incorporer dans une version définitive, une échelle rapide capable de compter 5 coups par impulsion d'accélérateur. Dans ce cas la perte de comptage est inférieure à 7/10 000 (pour $m = 1$) et l'on pourrait compter facilement à plus de 50 coups par seconde.

Cette dernière échelle (24) a une résolution de 10 ns , elle élimine les retards inhérents aux transferts d'une bascule à une autre.

3-2 Circuit « blocking ». — Pour ne pas charger le circuit de coïncidence nous avons placé un étage séparateur constitué d'un transistor 2 N 1143 fonctionnant en émetodyne (fig. 21 bis).

Ensuite, le signal de coïncidence est amplifié à l'aide d'un amplificateur non linéaire constitué de deux transistors OC 44 fonctionnant l'un en régime bloqué, l'autre en régime saturé. Il en résulte que le « blocking » est attaqué par des impulsions standards.

Le « blocking » est réalisé très simplement par une réaction base collecteur (25). Il délivre sur un troisième enroulement bobiné sur un tore en μ métal Imphy, une impulsion négative de 15 V , de $2 \mu\text{s}$ de durée et dont le temps de montée est de l'ordre de $0,3 \mu\text{s}$. L'imprécision dans le déclenchement du « blocking » est inférieure à $0,3 \mu\text{s}$. Une diode OA70 en parallèle sur cet enroulement permet de faire disparaître le rebond.

3-3 Lecture des résultats. — Une impulsion de porte de $3 \mu\text{s}$ de large (voir § 3-4 Présélecteur et § 6-4 Générateurs de porte) arrive dans un circuit « et » à diodes en coïncidence avec les impulsions de comptage (fig. 21 bis).

En l'absence de coïncidence, la réjection de la porte est éliminée par un discriminateur à seuil ajouté aux échelles ELA que nous utilisons pour lire les résultats.

Compte tenu du nombre d'échelles que l'expérimentateur doit lire simultanément (12 actuellement), l'heure à laquelle il le fait (les expériences se font de nuit) et le nombre de fois qu'il prélève les résultats, l'erreur de lecture n'est plus négligeable. On construit actuellement

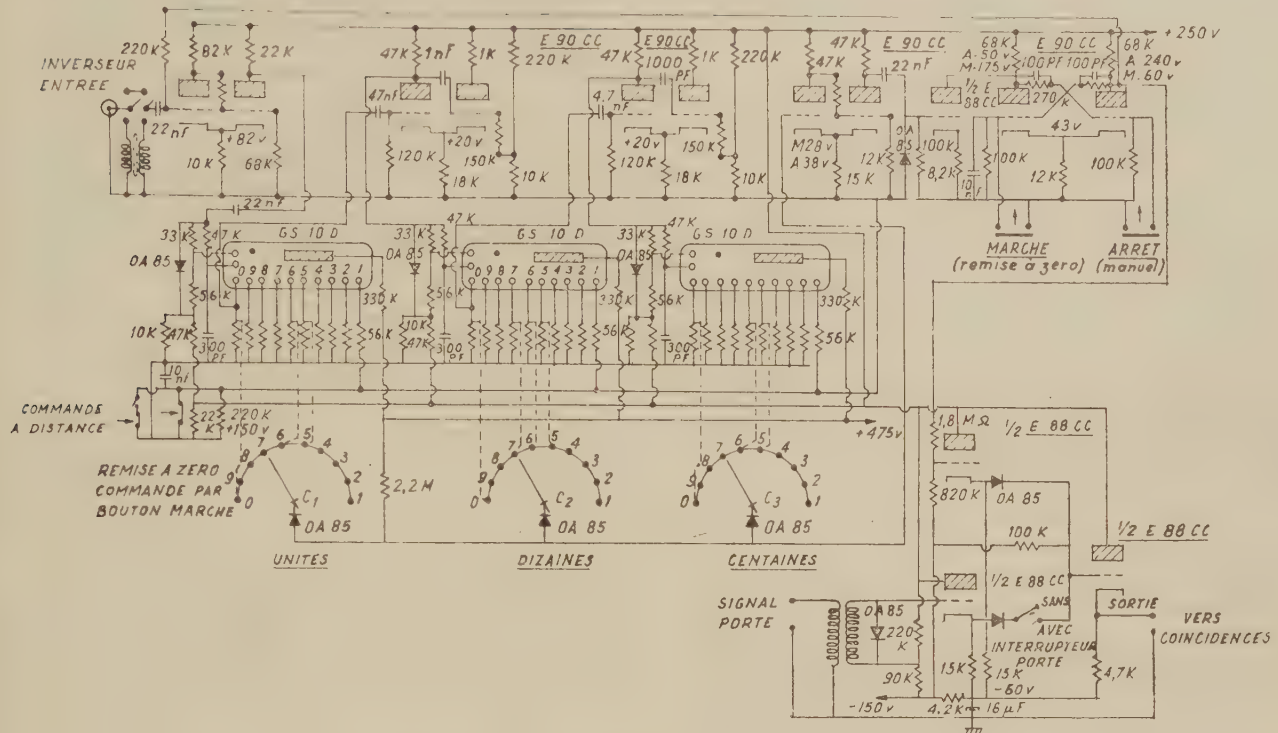


FIG. 22. — Présélecteur comptage.

4 Effets de température

Nous avons placé le circuit de coïncidence de la figure 17 dans une enceinte thermostatée et nous avons relevé la variation du seuil de coïncidence en fonction de la température (fig. 23).

Nous simulons les signaux de coïncidence à l'aide d'un générateur d'impulsions à mercure dont les ampli-

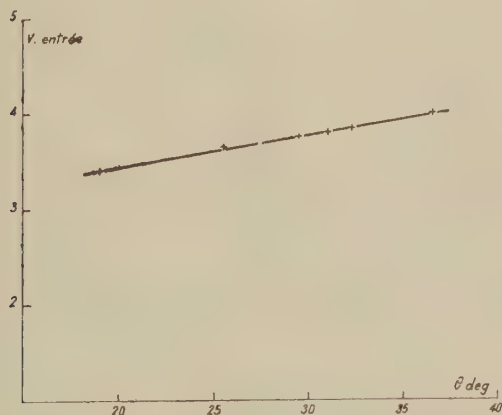


FIG. 23. — Variation du seuil de coïncidence en fonction de la température, 1 p. 100 par degré.

tudes étaient connues à 1 p. 100 près. La figure 23 nous a fait constater que la variation totale des différents seuils du discriminateur d'entrée, des diodes de coïncidence, de la réjection et de l'amplificateur « blocking » étaient de 1 p. 100 par degré.

Au prix d'une grande complexité on peut compenser les coefficients de température des diodes de coïncidence avec des thermistances à coefficient de température positif. Mais l'utilisation d'une enceinte isothermique sommaire, dont nous avons fixé la température d'équilibre à 33°, nous a permis de maintenir les performances des circuits constantes. Les essais ont montré que cette température d'équilibre était atteinte après une heure de chauffage et que la variation restait inférieure à 1° pendant 24 heures.

5 Voie spéciale : circuits allongeurs

L'observation du spectre de la perte d'énergie des électrons dans le scintillateur nous permet de vérifier le fonctionnement d'une voie de détection des 52 AVP. Nous utilisons un analyseur d'amplitude à 100 canaux qui n'accepte que des impulsions supérieures à 1 ou 2 μ s de durée.

Nous disposons d'impulsions provenant des voies

52 AVP de quelques 10^{-8} s. Il nous faut donc les allonger et les amplifier pour utiliser la gamme 100 V de l'analyseur.

L'allongement se fait en deux étapes :

- $2 \cdot 10^{-8}$ s à $2 \cdot 10^{-7}$ s allongeur à transistor ;
- $2 \cdot 10^{-7}$ s à $2 \cdot 10^{-6}$ s allongeur à tube vide.

a) **Allongement « à transistors ».** — Il comporte un amplificateur à transistor linéaire avec seuil d'entrée.

— L'allongement se fait par diode rapide S 570 G.

— La sortie en émetodyne fournit une impulsion positive de 4 V maximum (fig. 25 et 26).

Un circuit de coïncidence est incorporé dans cet allongeur afin de pouvoir, si on le désire, relever des spectres en coïncidence (voir fig. 24) ou tout simplement introduire un signal délivré par les générateurs de portes.

b) **Allongeurs « à tubes à vide ».** — Pour obtenir des impulsions d'une centaine de volts, il est raisonnable d'utiliser des tubes.

L'allongement est réalisé par une diode 1 N 916-C = 50 pF.

Un amplificateur classique d'impulsions délivre 100 V

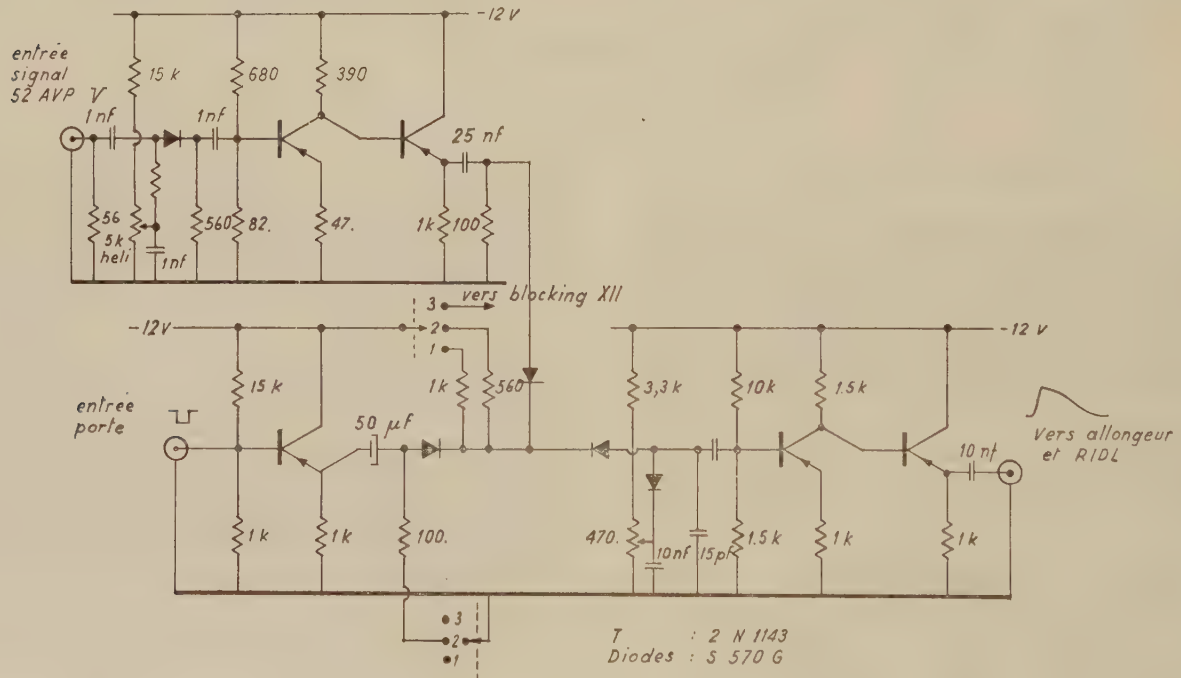


FIG. 25. — Schéma de la voie 12. En utilisant une sortie blocking pour la porte retarder le signal 52 AVP de $3 \cdot 10^{-7}$ (soit 60 m de câble 50 Ω).

Commutateur :

- | | |
|------------------|-----------------------|
| Position 1 . . . | 52 AVP seul |
| Position 2 . . . | 52 AVP en coïncidence |
| Position 3 . . . | Cérenkov. |

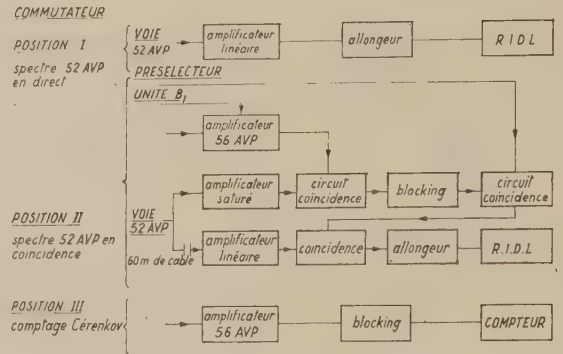
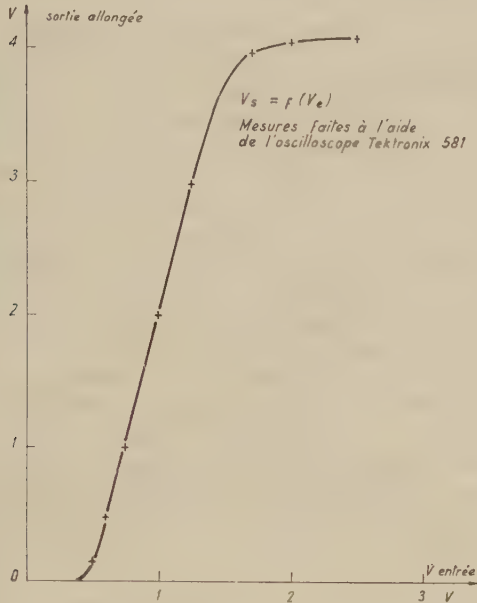


FIG. 24. — Utilisation de la voie spéciale.

linéaires (fig. 27) ce qui permet d'attaquer l'analyseur multicanaux.

6 Appareillage annexe utilisé

6-1 **Câbles de liaison.** — Une distance de 60 m sépare la tête du compteur en échelle se trouvant dans



la salle de cible et les circuits de coïncidences, de comptage et les alimentations dans la salle de mesure.

Pour l'interconnexion des installations, nous avons choisi du câble 50 Ω P. D.

L'affaiblissement total pour les signaux est de l'ordre de 3 à 4 dB.

6-2 **Échelles dékatrons.** — On utilise des échelles E. L. A. modifiées. Nous avons ajouté un discriminateur d'amplitude qui permet de séparer les impulsions de comptage des réjections de la porte.

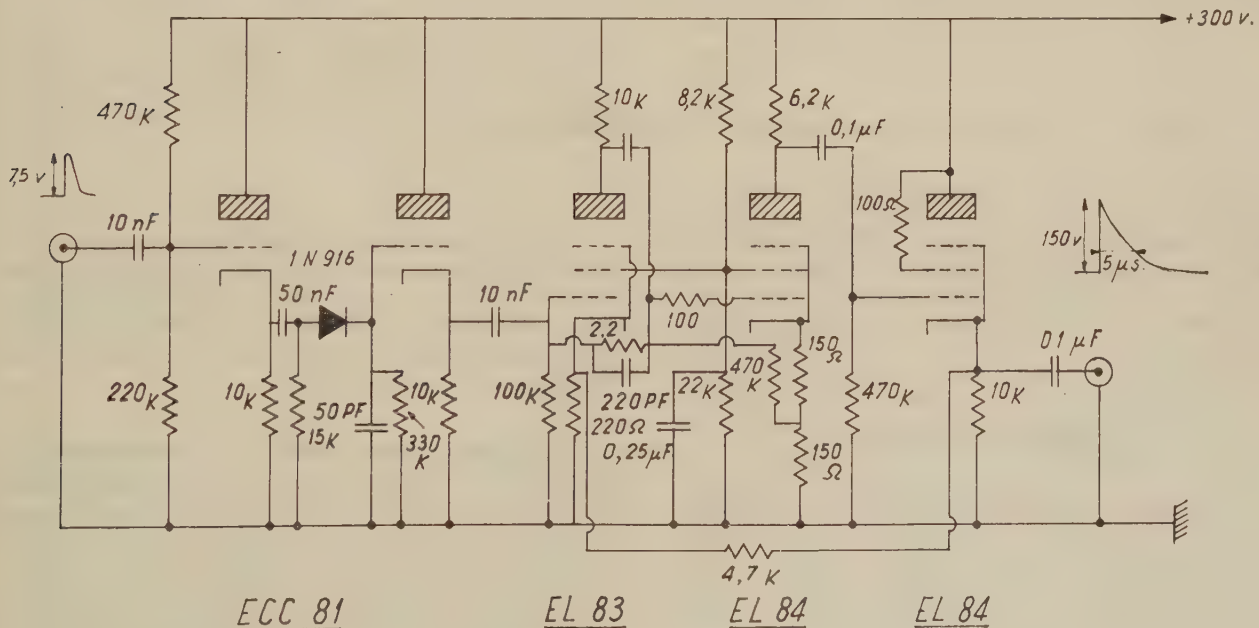
6-3 **Alimentations.** — La précision des mesures étant liée à la stabilité de l'électronique, nous avons choisi en particulier des alimentations à fort taux de stabilisation.

6-3-1 **Alimentation 12 V.** — L'alimentation nécessaire aux circuits de coïncidence et aux amplificateurs à transistors est de 12 V, négative et stabilisée à mieux que $\cdot 10^{-3}$ (fig. 28), envers des variations ± 10 p. 100 du secteur.

6-3-2 **Alimentation THT.** — Nous disposons d'une alimentation classique THT, 2 500 V, 10 mA (stabilité $\sim 10^{-4}$) qui alimente les tubes photomultiplicateurs 56 AVP. Et d'une alimentation THT 1 800 V, 25 mA (stabilité 10^{-4}) qui alimente les 11 photomultiplicateurs 52 AVP.

Pour pouvoir ajuster la haute tension de chaque tube, nous avons prévu des potentiomètres en séries, avec la chaîne de résistances l'alimentant.

La polarité d'alimentation est négative, et pour éviter



1-3 Réglages des retards optimum. — Pour pouvoir réaliser des coïncidences entre le signal produit par l'électron qui traverse le scintillateur et celui produit par la lumière Cérenkov, lorsque l'électron arrive dans le liquide Cérenkov, il faut que les retards dans les deux voies soient identiques. Pour ce faire, il suffit de relever la courbe de résolution du circuit de coïncidence. Ceci est très facile lorsqu'on introduit des retards en ajoutant des longueurs de câbles dans une voie ou dans l'autre.

C'est ce que nous avons fait pour les 11 canaux et nous avons construit 11 courbes de retard (fig. 8). Puis nous avons ajusté les longueurs de câble pour nous placer au sommet de la courbe, c'est-à-dire au retard optimum, on peut constater sur la courbe de retard (fig. 8) que le sommet présente une région aplatie, par conséquent toute variation petite du temps de transit n'influence que peu sur le taux de comptage.

Nous avons étudié l'influence des coïncidences fortuites.

Compte tenu de la résolution de 10 ns du circuit de coïncidence introduit dans une voie, un retard de 50 ns a comme effet de supprimer complètement les coïncidences réelles ; on ne compte alors que les coïncidences fortuites.

Dans ces conditions nous avons constaté que les coïncidences fortuites augmentaient, comme prévu, avec le courant du faisceau pour atteindre la saturation qui, dans le cas de notre expérience atteignait 10 p. 100 du taux de comptage des coïncidences réelles pour les mêmes conditions d'expérience.

Par ailleurs le taux de comptage réel doit diminuer lorsque le nombre de coups par seconde augmente (voir partie électronique § 3-1). Il est possible alors, que dans un cas particulier les deux effets se compensent à l'erreur statistique près et nous avons enregistré en fonction du courant un taux de comptage constant (voir fig. 29).

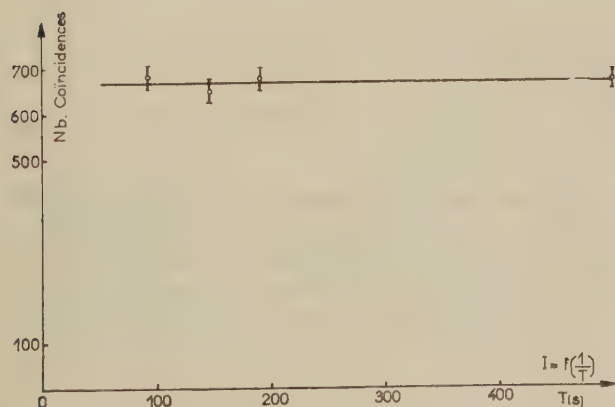


FIG. 29. — Canal 1 + Cérenkov 4. Taux de comptage en coïncidence en fonction de l'intensité du faisceau pour une même unité de charge du courant.

Pour mieux imaginer la relation expérimentale qui existe entre les deux courbes (fig. 29 et 30), on peut dire que si l'on compte à 1 coup par seconde pour 670 coïncidences enregistrées on a deux coïncidences fortuites. Et pour avoir 60 coïncidences fortuites pour le même taux de comptage, il faudrait compter à 100 coups par seconde.

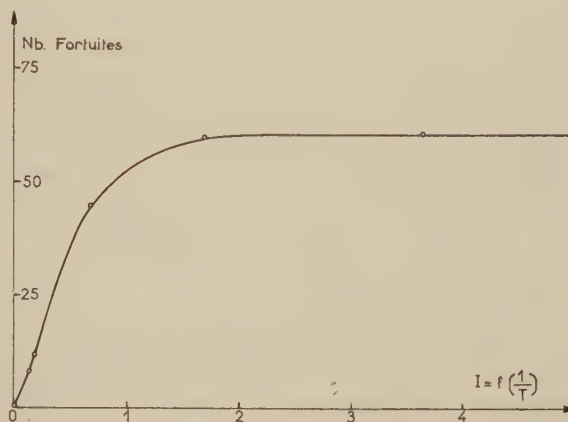


FIG. 30. — Nombre de coïncidences fortuites en fonction du courant canal 4 + Cérenkov 1.

Ces expériences ont été réalisées dans la région du pic élastique de l'Al et dans ce cas le rayonnement parasite est négligeable, par rapport aux électrons qui passent par le spectromètre. Dans la région de la résonance géante, ou aux grands angles de diffusion ce n'est plus vrai, puisque le rayonnement parasite est fonction du courant du faisceau.

2 Étalonnage des efficacités des voies

2-1 Efficacités relatives. — Nous avons relevé le pic élastique de l' ^{27}Al pour un faisceau d'électrons d'une certaine énergie (150 MeV) et un certain angle de diffusion des électrons (65°) avec les 11 canaux du compteur en échelle (fig. 11).

Nous constatons :

Que le taux de comptage dans les 11 canaux quand ils correspondent à la même énergie sont différents. Nous n'avons pu remédier à cet état de chose. Si nous appelons efficacité relative, le taux de comptage d'un canal par rapport à un autre canal pris pour référence, cette efficacité relative ne varie pas lorsqu'on augmente les hautes tensions des 52 AVP.

Par ailleurs les courbes « Plateau » (fig. 10 bis) ou (fig. 31) montrent qu'il ne s'agit pas d'une perte de comptage due à la présence de seuils inégaux dans les circuits d'électronique. Nous avons vérifié cette hypothèse en comptant en direct sur un sélecteur Ridl,

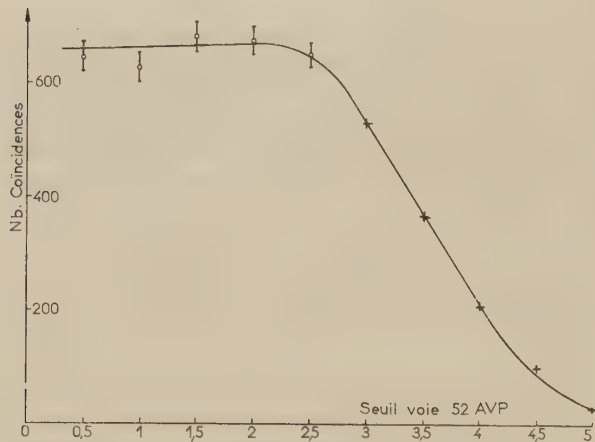


FIG. 31. — Variation comptage avec seuil du canal n° 4.
Pour seuil Cérenkov = 2.

toutes les impulsions qui parviennent du scintillateur et en comptant ensuite les coïncidences, le pic élastique étant sur le scintillateur donc le bruit de fond étant très négligeable. Le rapport :

$$\frac{\text{Nb coups sur le pic} - \text{Nb coups bruit}}{\text{Nb coïncidences} - \text{Nb fortuites}}$$

étant voisin de 1 pour tous les canaux aux erreurs expérimentales près.

2° La variation d'efficacité d'un scintillateur à un autre.

3° Le collage (contact optique).

4° Les photomultiplicateurs.

Il s'agit sans doute d'une combinaison de plusieurs phénomènes.

Après avoir, pendant plusieurs mois, fait de nombreuses expériences, les efficacités relatives ont peu varié, il est donc possible au cours de quelques nuits successives d'adopter les coefficients d'une première série d'expériences. C'est ce que nous faisons et les résultats étaient satisfaisants.

2-2 Efficacité absolue. — Pour pouvoir utiliser les courbes et les comparer aux résultats recueillis avec le Cérenkov simple, nous avons cherché l'efficacité absolue de notre canal de référence (canal 4 dans notre expérience).

Pour cela nous avons relevé le pic élastique du carbone et de l'hydrogène à une certaine énergie et un certain angle de diffusion.

Les sections efficaces du carbone ou de l'hydrogène étant maintenant très bien connues, nous les avons comparées avec la valeur calculée à partir des courbes expérimentales du compteur en échelle.

3 Vérification expérimentale

Élément	E _{MeV}	θ _{deg}	σ _{exp}	σ _{Mott} [F(q)] ²	Coefficient
Fig. 32 ¹² C	150	110°	1,84.10 ⁻³¹	2,20.10 ⁻³¹	1,2 ± 0,1
Fig. 33 ¹ H	150	110°	0,982.10 ⁻³¹	1,15.10 ⁻³¹	1,18 ± 0,1
Fig. 34 ⁴⁰ Ca	120	60°	260.10 ⁻³⁰	320.10 ⁻³⁰	1,23 ± 0,1
Fig. 35 ³² S	214,5	30°	112.10 ⁻³¹	141.10 ⁻³¹	1,25 ± 0,1
Fig. 36 ²⁷ Al	— 180	45°	171.10 ⁻³⁰	188.10 ⁻³⁰	1,09 ± 0,1
" 37	— 180	55°	27.10 ⁻³⁰	39,9.10 ⁻³⁰	1,21 ± 0,1
" 38	— 180	65°	4,82.10 ⁻³⁰	5,49.10 ⁻³⁰	1,14 ± 0,1
	— 180	75°	0,659.10 ⁻³⁰	0,719.10 ⁻³⁰	1,09 ± 0,1
Fig. 39 Be ⁹	175,4	50°	156.10 ⁻³¹	177.10 ⁻³¹	1,13 ± 0,1

Donc nous pouvons dire qu'il s'agit d'un phénomène de perte de coups au niveau de la détection. On peut envisager les motifs suivants :

1° Les angles solides ne sont pas identiques, mais la variation est faible et continue.

Donc nous devons introduire un nouveau coefficient pour normaliser les courbes obtenues et les exploiter.

En prenant la valeur de 1,2 pour coefficient de normalisation, les résultats expérimentaux concordent avec les résultats théoriques à mieux que 5 p. 100 (fig. 32 à 39).

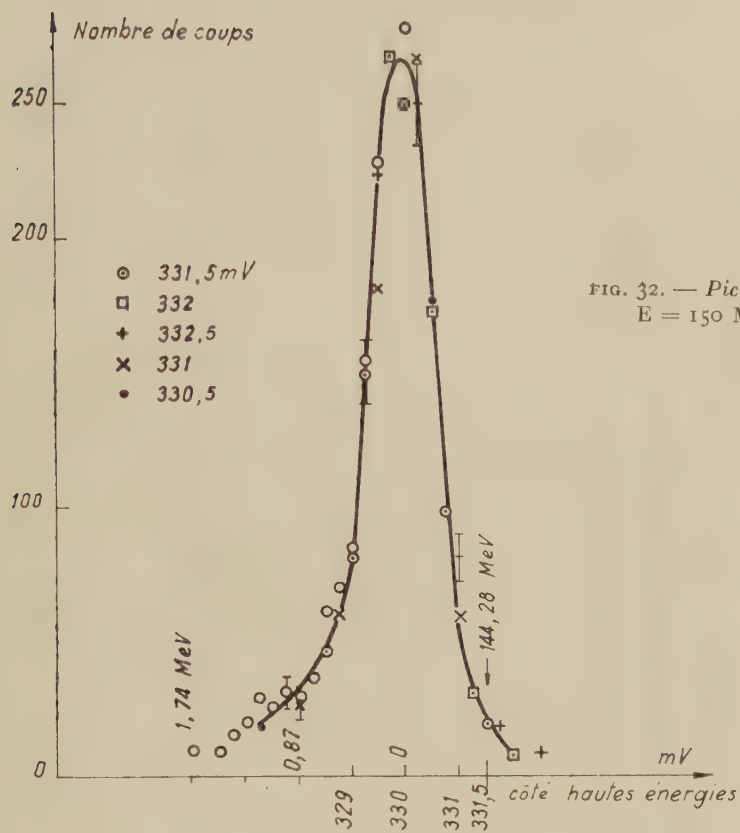
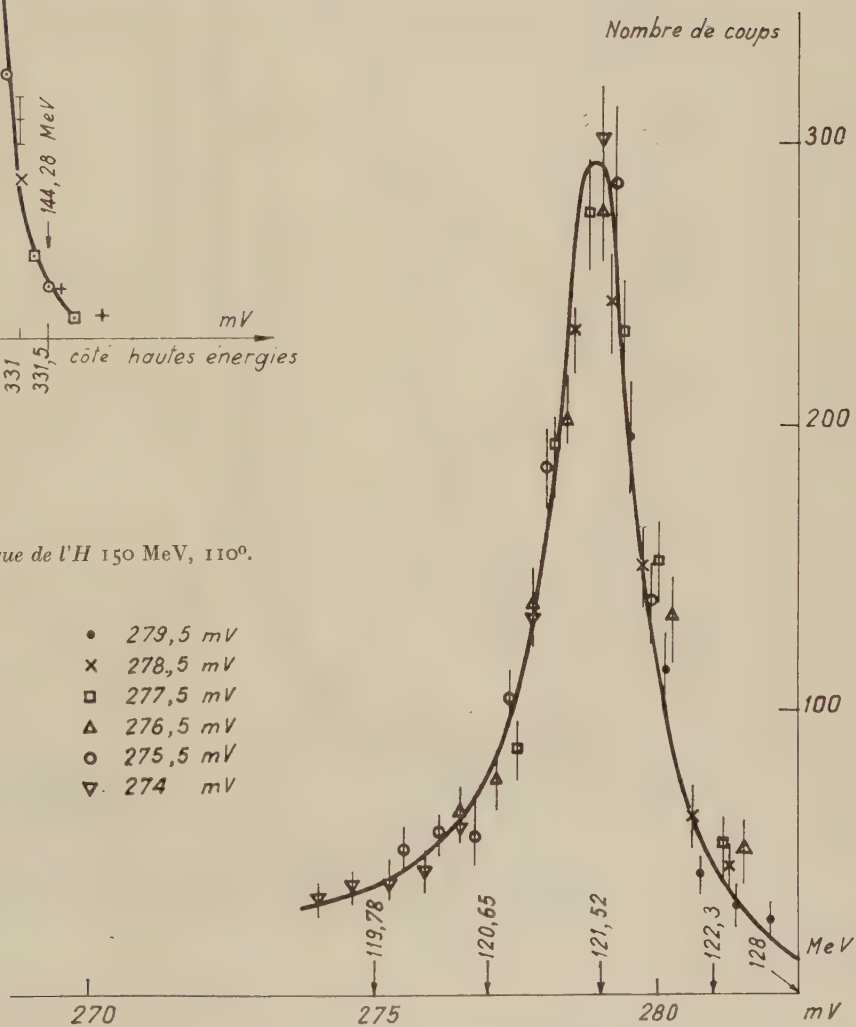


FIG. 32. — Pic élastique du carbone.
 $E = 150 \text{ MeV}$; $\theta = 110^\circ$.

FIG. 33. — Pic élastique de l'H 150 MeV, 110° .



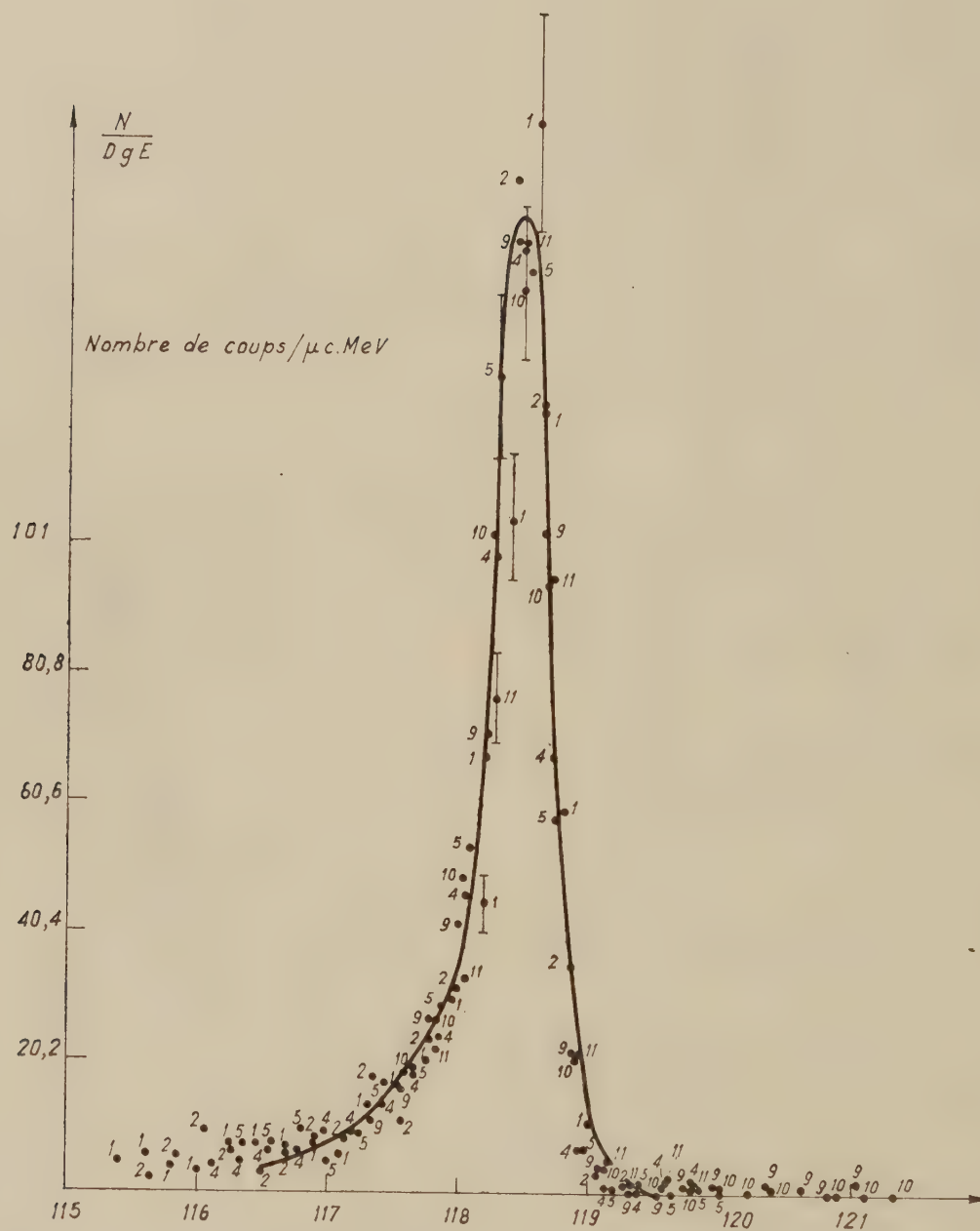
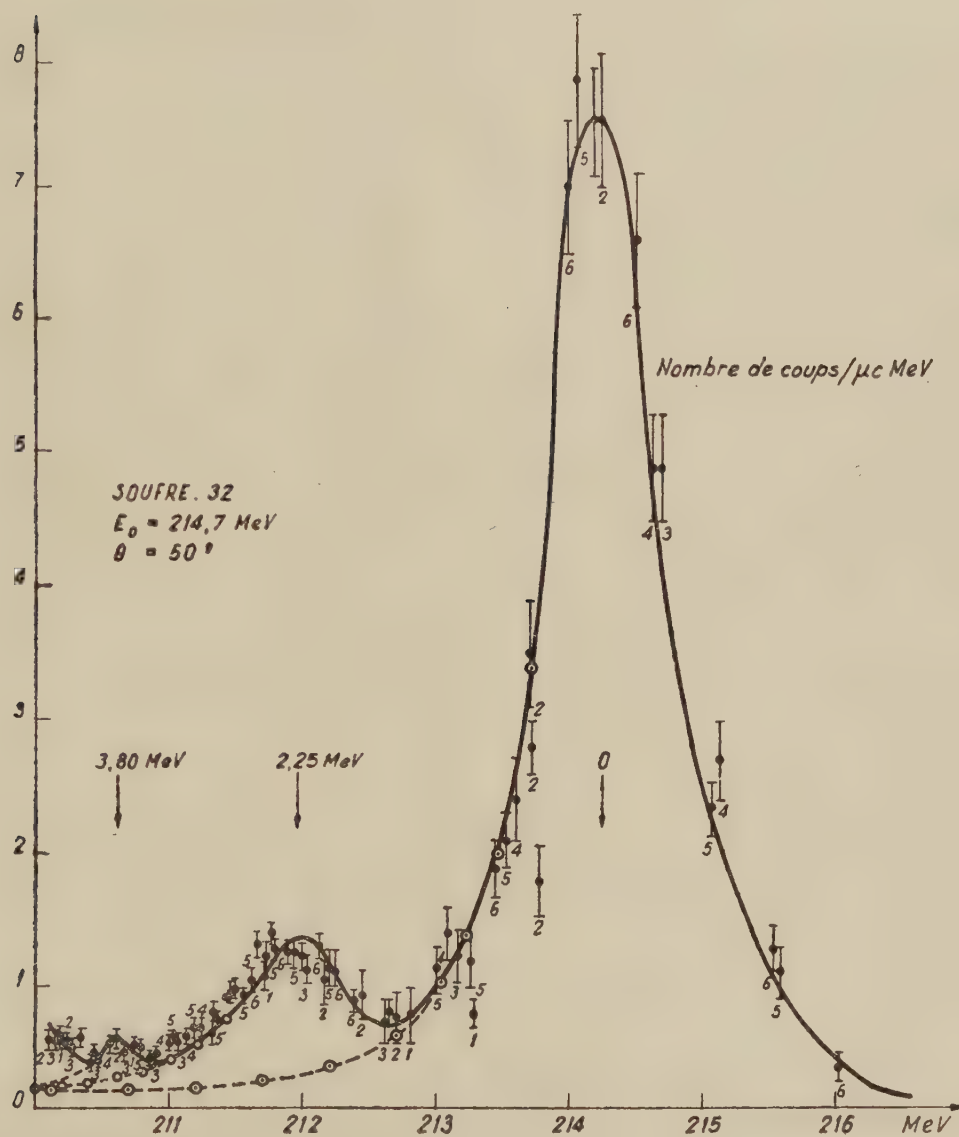


FIG. 34. — Pic élastique du ^{40}Ca , $E = 120 \text{ MeV}$; $\delta = 60^\circ$.
Efficacités déduites de la région des résonances géantes et non de celle des pics.

FIG. 35. — Pic élastique et niveaux inélastiques du ^{32}S .

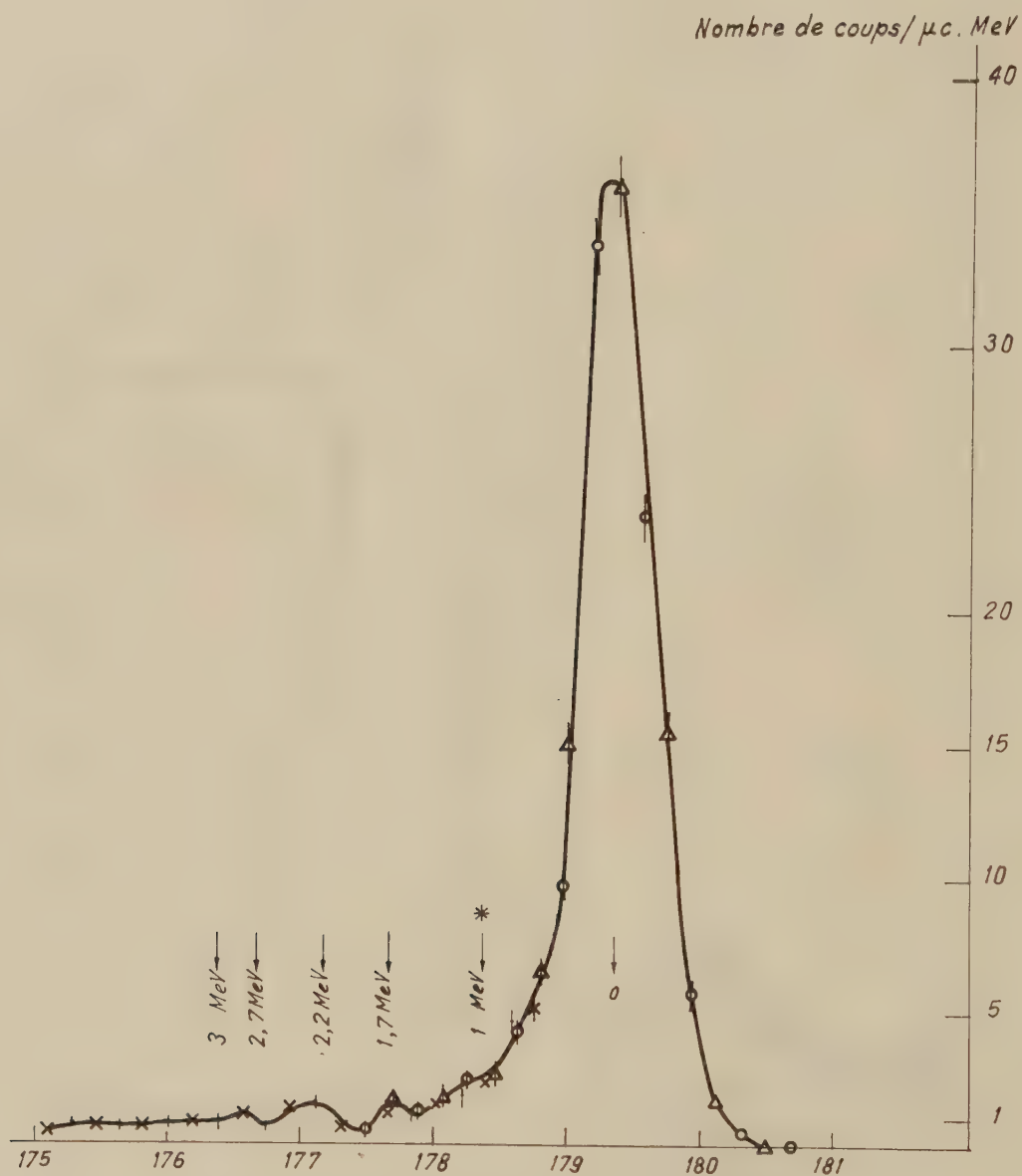
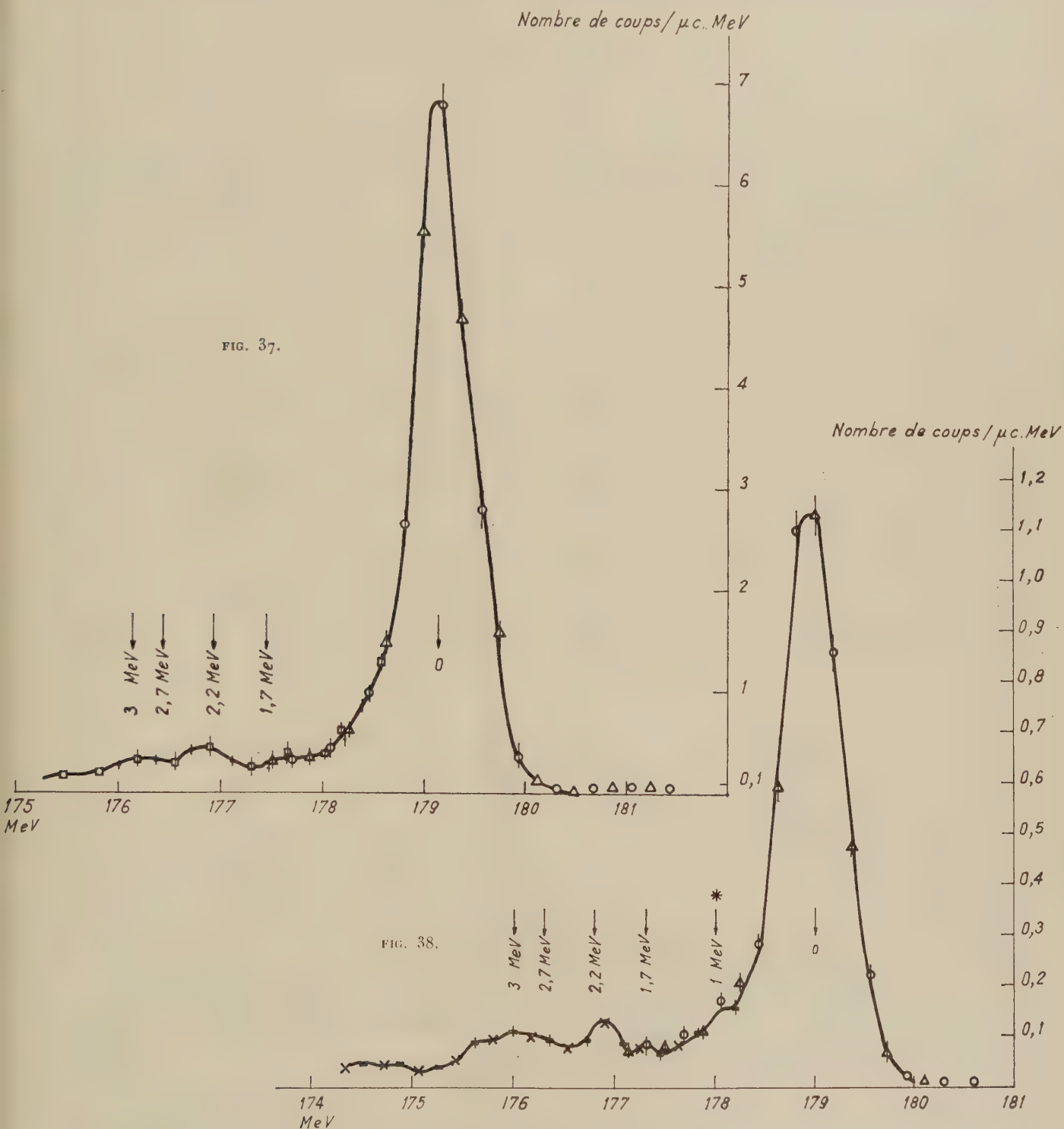


FIG. 36. — Pic élastique ^{27}Al ; cible 0,3 mm, $E = 180 \text{ MeV}$, $\theta = 45^\circ$.

* Pic élastique de l'oxygène due à l'oxydation de l'aluminium au contact de l'air.



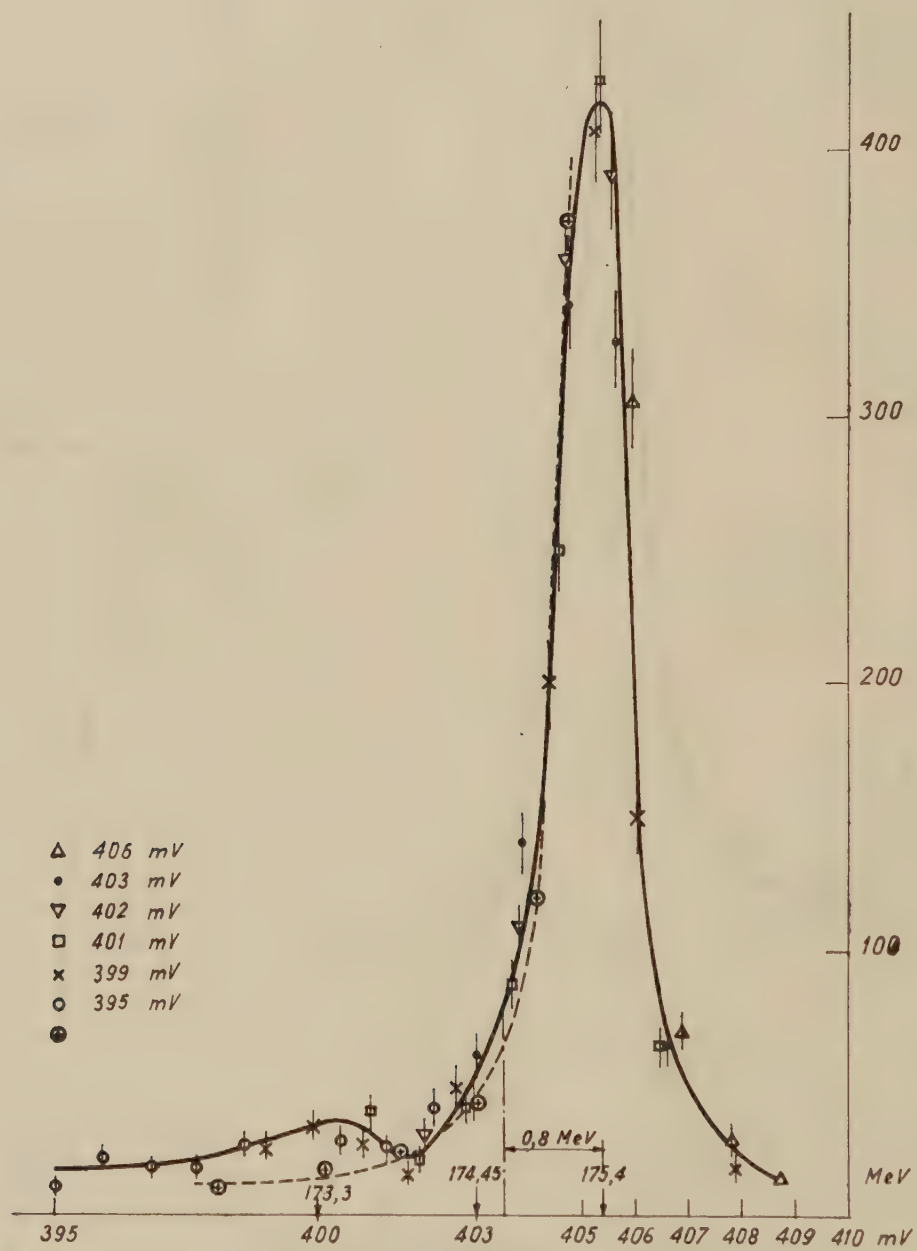


FIG. 39. — Pic élastique du Be^9 150 MeV, 50° .

CONCLUSIONS

Nous avons réalisé un compteur en échelle à 11 canaux en fonctionnement actuellement mais qui n'est qu'un prototype d'un détecteur à 50 canaux dont nous allons entreprendre la construction prochainement.

Ce travail nous a permis de déterminer un certain nombre de solutions dans les différents domaines abordés.

— Nous avons étudié les techniques de la détection et nous avons élaboré des méthodes qui améliorent sensiblement la collection de lumière et la résolution en énergie de chaque scintillateur.

— L'étude effectuée du bruit de fond a déterminé l'importance des dimensions du blindage en plomb nécessaire autour du compteur. L'encombrement du prochain détecteur doit donc être réduit au minimum. Une compression importante du volume du détecteur sera rendue possible en employant les nouveaux photomultiplicateurs 152 AVP ⁽¹⁾ et en changeant la géométrie du compteur Cérenkov.

— Nous avons montré que les phénomènes perturbateurs étaient négligeables près de l'axe optique du spectromètre. Mais, lorsqu'on s'éloigne de celui-ci, la variation d'angle solide augmente en dessous de cet axe. Au-dessus apparaît l'effet perturbateur du « comptage double ». Dans la version définitive, pour remédier à cet effet il faut prévoir des cir-

cuits logiques multiples qui décident du canal correct où doit être enregistré le comptage.

— Nous avons constaté que les problèmes d'efficacités sont liés dans une certaine mesure à la détection et à l'optique du spectromètre magnétique d'analyse. Mais nous avons montré qu'il était possible de normaliser les résultats obtenus et que l'on pouvait les exploiter.

— Les circuits électroniques sont actuellement dans leur version définitive et donnent entière satisfaction. Toutefois un système automatique et programmé de contrôle du bon fonctionnement des canaux et de rejet du comptage est nécessaire pour pallier aux erreurs dues aux pannes éventuelles... La rapidité de réponse des nouveaux photomultiplicateurs permettra de réduire les coïncidences fortuites en utilisant les circuits de coïncidence à leur résolution limite.

— Le traitement des informations est actuellement lent. Dans la nouvelle version étudiée, l'adjonction d'un système à mémoire permettra une lecture automatique des différents comptages des 50 canaux et l'enregistrement simultané des paramètres utilisés à chaque mesure.

Enfin, l'utilisation de la machine I. B. M. 650 permet d'exploiter très rapidement les résultats de mesure et évite les calculs pénibles et longs des normalisations des différents canaux.

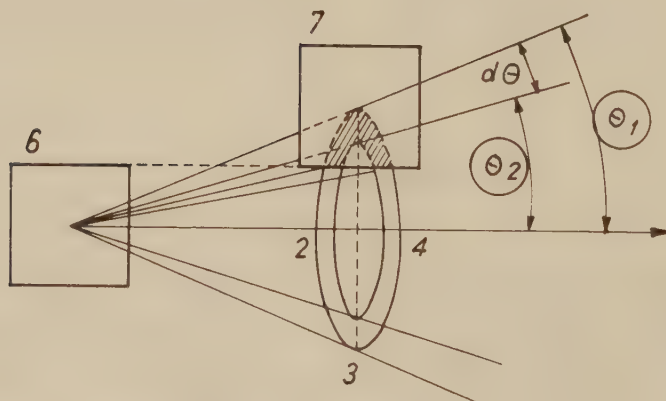
BIBLIOGRAPHIE

- (1) F. LACOSTE et G. R. BISHOP. — Experimental Study of the charge distribution of O^{16} and O^{18} by electron scattering. *Nuclear Physics (à paraître)*.
- D. ISABELLE et G. R. BISHOP. — Diffusion inélastique d'électrons avec excitation de la résonance géante de l'oxygène 16. *C. R. Acad. des Sciences*, 1960, 251, 697.
- J. E. LEISS et R. E. TAYLOR. — Inelastic Electron Scattering from C^{12} . *Proceedings of Karlsruhe Photo-nuclear Conference*, Aug. 1960.
- (2) F. LACOSTE. — Rapport LHE 7, juin 1960, E. N. S. Orsay.
- (3) H. W. KENDALL. — *J. R. E.*, décembre 1958, NS 5, n° 3.
- (4) T. AGGSON. — Rapport interne, E. N. S. Orsay ; cf. aussi BUDINI, *Nuovo Cimento*, 9, 199.
- (5) L. LANDAU. — *Journal of Physics*, 1944, 8, n° 4.
- (6) CERN Symposium 1956, *Jelly Cerenkov Radiation*.
- (7) M. ARMAND. — LAL. 1013, décembre 1960, E. N. S. Orsay.
- (8) N. F. MOTT et H. S. W. MASSEY. — *Theorie of atomic collisions*. Oxford University Press, London, 1949.
- (9) G. MOLIÈRE. — *Z. Naturforsch.*, 3A, 1948, 78 ; 2A, 1947, 133.
- R. F. MORLEY, R. SMITH et R. E. TAYLOR. — *Physical Review*, 1958, 3, n° 2, 647.
- (10) D. FRÈREJACQUE. — Communication privée.
- (11) S. Z. BELEN'HHI et Y. P. JOANENKO. — *Uspekhi*, 1960, 2, 6, 912.
- (12) R. D. EVANS. — *The Atomic Nucleus. Attenuation and absorption of Electromagnetic Radiation*, ch. 25. Rossi, p. 79.
- (13) GIACOLETTO. — Study of p. n. p. alloy junction transistor from D. C. through medium frequencies. *R. C. A. Rev.*, 1954, 15, 506.

(1) Commercialement disponibles au cours de l'année 1962.

- (14) PRITCHARD. — Electric network representation of transistor, a survey. *Trans. of the I. R. E.*, March 1959, CT. 3, 5.
- PRITCHARD. — Frequency variations of junction transistor parameters. *P. I. R. E.*, 1954, 42, 787.
- THOMAS-MOLL. — Junction transistor short-circuit current gain and phase determination. *P. I. R. E.*, 1958, 46, 1177.
- PRITCHARD. — Transistor tests predict high frequency performance *Electronic Industries and Tele-Tech.*, March 1957, 16, 62.
- MOLOZZI. — Measurement of high frequency equivalent circuit parameters of junction and surface barrier transistors. *Trans. of the I. R. E.*, April 1957, ED 4, 120.
- CRIPPS. — Some aspects of small signal high frequency equivalent circuits for transistors. *Congrès de Londres*, mai 1959.
- (15) R. L. PRITCHARD. — Transistor equivalent circuits. *Congrès de Londres*, mai 1959.
- (16) W. SCHOEKLEY. — The theory of p. n. junctions in semi-conductors and p. n. junction transistors. *Bell system technical Journal*, 1949, 28, 435.
- (17) A. ANGOT. — *Compléments de Mathématiques*, 487.
- (18) BUTTERWORTH. — *Wireless*, 1930.
- (19) W. E. THOMSON. — Maximally flat delay and networks. *I. R. E. Trans. on Cir. th.*, juin 1959, C. T. 6, 235.
- (20) Y. PELESS et T. MURAKAMI. — R. C. A. Review, March 1957, Analysis and Synthesis of Transitional Butterworth Thomson filters and Bandpass Amplifiers.
- (21) CHAO. — Circuits logies. *T. I. R. E.*, mars 1959, EC 8, n° 1 ;
A Generalized Resistor Transistor Logic Circuit and some Applications, 8.
- (22) GARWIN. — Linear Gate of 20 ns Duration. *Review of Scientific Instrument*, 373.
- (23) F. LACOSTE. — Rapport L. H. E., 7 juin 1960., E. N. S. Orsay. p. 33.
- (24) Étudié au Laboratoire.
- (25) J. G. LINVILL et al. — *P. I. R. E.*, 1955, 43, 1632 ;
BARA, B. S. T., mai 1959, 794.

Appendice



$$\text{Angle solide total } d\Omega = \pi (\cos \theta_2 - \cos \theta_1).$$

D'après la figure on peut admettre que seuls les électrons contenus dans le quart de l'anneau conique pénètrent dans le scintillateur suivant :

$$\text{et } \Delta\Omega \sim \frac{1}{4} \pi (\cos \theta_2 - \cos \theta_1).$$

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Quelques considérations générales sur la micro-électronique

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 8 décembre 1961.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

MARC ZAMANSKY.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN ROCHE.

C. ZAJDE

Imprimé avec les *Annales de Physique*.

Le Gérant : G. MASSON

DÉPÔT LÉGAL : 1963, 4^e TRIMESTRE, N° D'ORDRE 4081, MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS, PARIS
Printed in France.

IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A., LAVAL, N° 4726. — 10-1963.



Thèse publiée par les *ANNALES DE PHYSIQUE*, 13^e Série - Tome 8, 1963